

В. Ф. Фролов

ЛЕКЦИИ

по курсу

**"ПРОЦЕССЫ И АППАРАТЫ
ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ"**

ХИМИЗДАТ



*учебник
для вузов*

В. Ф. Фролов

ЛЕКЦИИ

по курсу

"ПРОЦЕССЫ И АППАРАТЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ"

*Рекомендовано
Редакционно-издательским Советом
Санкт-Петербургского государственного
технологического института
(Технического университета)
в качестве учебного пособия
по одноименной дисциплине*



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
ХИМИЗДАТ
2017

УДК 66.02
Ф 912

*Издано при финансовой поддержке
Федерального агентства по печати
и массовым коммуникациям
в рамках Федеральной целевой
программы "Культура России"*

Р е ц е н з е н т ы :

Зав. кафедрой "Процессы и аппараты химической технологии"
Московской Академии химического машиностроения д-р техн. на-
ук, академик РАН *А. М. Кутепов*

Зав. кафедрой оптимизации химической и биотехнологической
аппаратуры Санкт-Петербургского государственного технологиче-
ского института д-р техн. наук, проф. *И. В. Доманский*

Фролов В. Ф.

Ф 912 Лекции по курсу "Процессы и аппараты химической
технологии". – 3-е изд., стереотип. – СПб.: ХИМИЗДАТ,
2017. – 608 с.: ил.
ISBN 978-5-93808-304-2

Последовательно изложены теоретические основы гидродинамиче-
ских, теплообменных и массообменных процессов, включая гидромеха-
ническое разделение гетерогенных систем, получение искусственного хо-
лода, выпаривание растворов, процессы абсорбции и адсорбции, перегонки
и ректификации, растворения и кристаллизации, экстракции, ионного
обмена, а также термической сушки. Приведены основные виды аппара-
тов и технологические схемы установок.

Пособие предназначено для студентов химико-технологических ву-
зов и факультетов. Может использоваться учащимися по специальностям
пищевой, химико-фармацевтической и текстильной промышленности.
Полезно для аспирантов и инженерно-технических работников химиче-
ской и смежных отраслей промышленности.

Ф 2802000000–024 Без объявл.
050(01)–17

ISBN 978-5-93808-304-2

© В. Ф. Фролов, 2003
© ХИМИЗДАТ, 2003, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	8
Введение	9
Законы сохранения	11
Кинетические законы переноса	15
Уравнение распространения субстанции	17
Равновесные состояния	24
Термодинамические свойства веществ	25

I. ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

<i>Глава 1. ОСНОВЫ ГИДРОМЕХАНИКИ</i>	27
1.1. Уравнение гидростатики	29
1.2. Вязкость реальных жидкостей	33
1.3. Основные характеристики потоков	35
1.3.1. Расход жидкости и средняя скорость движения	35
1.3.2. Режимы движения потоков	36
1.4. Уравнение неразрывности потока	37
1.5. Уравнение ламинарного движения вязкой жидкости (уравнение Навье – Стокса)	40
1.6. Уравнение баланса механической энергии потока (уравнение Бернулли)	45
1.6.1. Идеальная жидкость	45
1.6.2. Измерение давлений (удельных энергий) в потоке	48
1.6.3. Скоростная трубка (трубка Пито – Прандтля)	49
1.6.4. Результаты измерения локальных скоростей в потоках вязкой жидкости	51
1.6.5. О структуре турбулентных потоков	54
1.6.6. Уравнение энергетического баланса в потоке вязкой жидкости	60
1.7. Примеры использования уравнения Бернулли для вязкой жидкости	61
1.7.1. Течение по горизонтальной трубе постоянного сечения	61
1.7.2. Течение по горизонтальной трубе переменного сечения	62
1.7.3. Течение через дроссельные датчики. Дроссельные расходомеры	63
1.7.4. Мощность, затрачиваемая на перемещение потока жидкости	66
1.8. Потери механической энергии потока	69
1.8.1. Профиль скорости и потери на трение в прямой круглой трубе постоянного сечения при стационарном ламинарном потоке	71
1.9. Основы теории подобия и метода анализа размерностей	76
1.9.1. Основы теории подобия	79
1.9.2. Метод анализа размерностей	91
1.10. Гидравлическое сопротивление трубопроводов и аппаратов	94
1.11. Об оптимальном диаметре трубопровода	104

1.12. Пленочное течение капельных жидкостей	105
1.13. О течении неньютоновских жидкостей	109
1.14. Перемешивание жидких сред	111
1.15. Гидродинамика барботажа	117
1.16. Диспергирование жидкостей	119
1.17. Гидродинамика псевдоожиженного слоя	121
1.18. Пневмотранспорт твердых частиц в потоке	126
1.19. Гидродинамическая структура потоков	129
1.20. Устройства для перемещения капельных жидкостей (насосы)	144
1.20.1. Объемные насосы	145
1.20.2. Динамические насосы	154
1.21. Сжатие газов	160
<i>Вопросы для самопроверки</i>	170
Глава 2. ГИДРОМЕХАНИЧЕСКОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ	172
2.1. Гравитационное осаждение	174
2.1.1. Скорость осаждения	175
2.1.2. Конструкции аппаратов	179
2.2. Фильтрование	181
2.2.1. Уравнение периодической фильтрации	181
2.2.2. Конструкции фильтров	187
2.3. Центробежное разделение	192
2.3.1. Очистка запыленных газов	192
2.3.2. Разделение суспензий	195
2.3.3. Конструкции центрифуг	198
2.4. Электроочистка газов	202
2.5. Мокрая очистка газов	205
<i>Вопросы для самопроверки</i>	206

II. ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 3. ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА	207
3.1. Элементарные виды переноса теплоты. Теплоотдача	208
3.2. Теплопроводность в твердых телах	213
3.2.1. Стационарная теплопроводность	213
3.2.2. Нестационарная теплопроводность	221
3.3. Конвективный теплообмен	227
3.3.1. Уравнение конвективно-кондуктивного переноса теплоты	227
3.3.2. Критерии теплового подобия	233
3.4. Виды конвективной теплоотдачи	237
3.4.1. Теплоотдача при вынужденной конвекции	238
3.4.2. Теплоотдача при естественной конвекции	243
3.4.3. Теплообмен при конденсации	244
3.4.4. Теплообмен при кипении жидкостей	251
3.5. Другие виды конвективной теплоотдачи	257
3.5.1. Теплоотдача при перемешивании жидкостей	257
3.5.2. Теплоотдача к пленкам капельных жидкостей	259

3.5.3. Теплообмен в системах с дисперсной твердой фазой	261
3.6. Теплопередача в теплообменных аппаратах	265
3.6.1. Уравнение теплопередачи	266
3.6.2. Средняя разность температур теплоносителей	269
3.6.3. Итерационный метод расчета теплового потока в ТОА	273
3.6.4. Поинтервальный метод расчета	276
3.6.5. Об оптимизации теплообменных аппаратов	278
3.7. Промышленные способы нагрева и охлаждения	281
3.7.1. Промышленные теплоносители	281
3.7.2. Получение пара и электроэнергии	287
3.7.3. Охлаждающие агенты	292
3.7.4. Получение низких температур	294
3.8. Конструкции теплообменных аппаратов	297
<i>Вопросы для самопроверки</i>	308
Глава 4. ВЫПАРИВАНИЕ	309
4.1. Материальный и тепловой балансы выпарной установки	312
4.2. Температура кипения раствора. Потери разности температур	315
4.3. Теплопередача в выпарных аппаратах	318
4.4. Многокорпусное выпаривание	320
4.4.1. Материальный и тепловой балансы МВУ	324
4.4.2. Распределение полезной разности температур по корпусам МВУ	327
4.4.3. Число корпусов МВУ	329
4.5. Выпаривание с термокомпрессией вторичного пара	332
4.6. Конструкции выпарных аппаратов	333
<i>Вопросы для самопроверки</i>	337

III. МАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 5. ОСНОВЫ МАССООБМЕНА. АБСОРБЦИЯ	338
5.1. Концентрационное равновесие	341
5.2. Кинетика массообменных процессов	345
5.2.1. Элементарные виды переноса массы	345
5.2.2. Уравнение конвективно-диффузионного переноса в однофазном ламинарном потоке	348
5.3. Модели массоотдачи	351
5.3.1. Пленочная модель	351
5.3.2. Модель обновления поверхности	352
5.3.3. О моделях пограничных слоев	355
5.3.4. Уравнение массоотдачи	357
5.4. Критерии диффузионного подобия	358
5.5. Уравнение массопередачи	361
5.6. Расчет массообменных аппаратов с непрерывным контактом фаз	366
5.6.1. Уравнения материального баланса	367
5.6.2. Определение высоты массообменного аппарата	368
5.7. Расчет массообменных аппаратов со ступенчатым контактом фаз	379

5.8. Абсорбция	386
5.8.1. Уравнение материального баланса	389
5.8.2. Минимальный расход поглотителя	390
5.8.3. Кинетика абсорбции	393
5.9. Конструкции абсорбционных аппаратов	397
<i>Вопросы для самопроверки</i>	404
Глава 6. ПЕРЕГОНКА И РЕКТИФИКАЦИЯ	405
6.1. Равновесие в системах жидкость – пар	406
6.2. Простая перегонка	410
6.3. Перегонка с водяным паром	415
6.4. Молекулярная дистилляция	417
6.5. Ректификация	418
6.5.1. Уравнения материального баланса непрерывной ректификации	422
6.5.2. Влияние флегмового числа на количество необходимых теоретических тарелок	424
6.5.3. Тепловой баланс непрерывной ректификации	430
6.5.4. Ректификация многокомпонентных смесей	433
6.5.5. Экстрактивная и азеотропная ректификация	434
6.5.6. Периодическая ректификация	436
<i>Вопросы для самопроверки</i>	439
Глава 7. ЖИДКОСТНАЯ ЭКСТРАКЦИЯ. МЕМБРАННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ	440
7.1. Жидкостная экстракция	440
7.1.1. Равновесие в системах жидкость – жидкость	441
7.1.2. Уравнения материальных балансов периодической экстракции	444
7.1.3. Смесительно-отстойная ступень непрерывной экстракции	446
7.1.4. Многоступенчатая экстракция	451
7.1.5. Экстракция в колонных аппаратах	456
7.1.6. Кинетика жидкостной экстракции	459
7.2. Конструкции аппаратов для жидкостной экстракции	462
7.3. Мембранные процессы	466
7.4. Аппараты для мембранного разделения	469
<i>Вопросы для самопроверки</i>	472
Глава 8. РАСТВОРЕНИЕ И ЭКСТРАГИРОВАНИЕ. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ	473
8.1. Растворение полностью растворимых веществ	473
8.1.1. Растворение одиночной частицы	476
8.1.2. Массовое растворение	478
8.1.3. Экспериментальная кинетика растворения	482
8.2. Экстрагирование твердого вещества	485
8.3. Экстрагирование растворенного вещества	487
8.3.1. Извлечение из одиночной частицы	487
8.3.2. Массовое экстрагирование растворенных веществ	489
8.4. Конструкции экстракторов	490
8.5. Кристаллизация	493
8.5.1. Материальный и тепловой балансы кристаллизации	494

8.5.2. Образование зародышей кристаллов	495
8.5.3. Рост кристаллов	497
8.5.4. Массовая кристаллизация	499
8.5.5. Разделение с помощью кристаллизации	501
8.6. Конструкции кристаллизаторов	503
<i>Вопросы для самопроверки</i>	507
Глава 9. АДСОРБЦИЯ. ИОННЫЙ ОБМЕН	508
9.1. Адсорбенты	509
9.2. Адсорбционное равновесие	510
9.3. Кинетика адсорбции единичной гранулой	513
9.3.1. Массоперенос в пористых адсорбентах	514
9.3.2. Линейная изотерма адсорбции	518
9.3.3. Внешний и общий массообмен	519
9.4. Периодическая адсорбция в неподвижном слое	521
9.4.1. Время защитного действия слоя	521
9.4.2. Динамика адсорбции в неподвижном слое	525
9.4.3. Равновесная адсорбция	529
9.5. Непрерывная адсорбция	530
9.5.1. Адсорбция в движущемся слое	531
9.5.2. Адсорбция в псевдоожиженном слое	535
9.6. Десорбция	538
9.7. Аппаратурное оформление адсорбционных процессов	540
9.8. Ионный обмен	542
<i>Вопросы для самопроверки</i>	545
Глава 10. ТЕРМИЧЕСКАЯ СУШКА	547
10.1. Влага в материале и в сушильном агенте	549
10.1.1. Равновесное состояние влажного материала	549
10.1.2. Параметры влажного воздуха. Диаграмма состояния (диаграмма Рамзина)	551
10.2. Материальный и тепловой балансы процесса конвективной сушки	557
10.3. Основные варианты процессов сушки	562
10.4. Кинетика процессов сушки	568
10.4.1. Перенос влаги внутри капиллярно-пористых материалов	569
10.4.2. Сопротивления переносу влаги	571
10.4.3. Внешняя массоотдача	574
10.4.4. Экспериментально определяемая кинетика сушки	576
10.4.5. Аппроксимационные формулы для времени сушки	580
10.5. Расчет процессов сушки	582
10.6. Конструкции сушильных аппаратов	589
10.6.1. Конвективные сушилки	590
10.6.2. Контактные сушилки	596
10.7. Специальные способы сушки	599
<i>Вопросы для самопроверки</i>	603
Список литературы	605

ПРЕДИСЛОВИЕ

Современная химическая промышленность отличается значительным разнообразием перерабатываемых веществ и их физических свойств, широким диапазоном условий проведения процессов и различной последовательностью операций с участвующими во взаимодействиях веществами. Вместе с тем технологические процессы получения различных химических продуктов за редким исключением представляют собой комбинации сравнительно небольшого числа так называемых типовых (основных) процессов, неизменно присутствующих в большинстве химико-технологических производств. Инженерная дисциплина “Процессы и аппараты химической технологии” рассматривает именно такие типовые процессы, их теоретические основы, методы расчетов и рациональное аппаратное оформление.

По целевому назначению и месту в учебных планах химико-технологических специальностей настоящий курс связывает естественнонаучные дисциплины “Общая физика”, “Высшая математика” и “Физическая химия” с курсами специальных химических технологий и дает базовую инженерную подготовку.

Курс лекций соответствует программе, утвержденной Министерством образования Российской Федерации.

Материал курса лекций традиционно представлен в трех основных разделах, в которых последовательно изложены гидромеханические, тепловые и массообменные процессы химической технологии. В расширенном введении кратко напоминаются необходимые общие теоретические сведения, известные студентам по предшествующим естественнонаучным дисциплинам.

В курсе лекций отсутствуют справочные материалы, которые приводятся в пособиях по расчетным занятиям и курсовому проектированию. Типовые конструкции изображены схематично – для пояснения принципа действия основных аппаратов.

При написании курса лекций использован опыт преподавания дисциплины на кафедре процессов и аппаратов химической технологии Санкт-Петербургского государственного технологического института.

Автор благодарен академику РАН А. М. Кутепову и профессору И. В. Доманскому за замечания, высказанные при рецензировании.

Замечания и пожелания, способствующие улучшению содержания книги, будут приняты автором с благодарностью.

ВВЕДЕНИЕ

Современная химическая технология изучает производства самых различных веществ: продуктов переработки нефти, каменного угля и природного газа, органических и неорганических веществ, полимерных и других материалов. В перечисленных и многих других технологиях, помимо собственно химических превращений, используются типовые процессы перемещения жидкостей и газов (паров), разделения гетерогенных смесей, нагревания и охлаждения, концентрирования растворов твердых веществ, разделения газовых (паровых) и жидких смесей, обезвоживания капиллярно-пористых материалов, растворения, кристаллизации и др. Все эти процессы имеют одинаковую физическую и физико-химическую основу независимо от свойств взаимодействующих веществ, поэтому методы анализа и расчетов и аппаратное оформление также оказываются одинаковыми.

Процессами обычно называют изменения состояния веществ, происходящие при тех или иных условиях.

Общим для всех изучаемых в настоящем курсе процессов является перенос некоторой *субстанции* из одной точки в другую в пределах одной фазы или из одной фазы в другую через разделяющую их поверхность. Законы переноса *количества движения, теплоты и массы*, имеющие основополагающее значение для процессов химической технологии, характеризуются глубокой аналогией на молекулярном уровне. Аналогичны также закономерности переноса теплоты и массы между двумя взаимодействующими фазами (потоками).

Различают *стационарные* и *нестационарные процессы* в зависимости от поведения параметров процесса (давлений, скоростей, температур, концентраций и др.) во времени. В стационарных процессах все параметры могут изменяться от точки к точке внутри аппарата, но сохраняют свои значения во времени. В нестационарных процессах значения параметров, характеризующих процесс, изменяются во времени, а также и в пространстве. По способу организации технологические процессы подразделяются на *непрерывные* и *периодические*, что соответствует стационарным и нестационарным процессам.

Современный курс “Процессы и аппараты химической технологии” берет начало от лекций, которые читались в Петербургском технологическом институте и Московском высшем техническом училище перед первой мировой войной. В 1923 г. появилась первая книга по этому курсу проф. Л. Ф. Фокина “Методы и

орудия химической техники”. В 1939 г. вышел учебник проф. А. Г. Касаткина, который выдержал 9 изданий и до 1992 г. был основным учебником по этой дисциплине. В настоящее время базовым является учебник Ю. И. Дытнерского “Процессы и аппараты химической технологии” (М.: Химия, 1992 и 1995 гг.).

Теоретический фундамент учебной дисциплины “Процессы и аппараты химической технологии” – это физика – наука об основных законах природы.

Наиболее общие законы – это *законы сохранения*, которые в относительно простой форме изучаются в школьном курсе физики. Таковы законы сохранения массы, энергии и количества движения. Первые два закона для школьников формулируются следующим образом: масса (энергия) не возникает из ничего и не пропадает бесследно. Закон сохранения количества движения в простой интерпретации изучается как второй закон Ньютона $ma = F$, согласно которому произведение массы m на постоянное ускорение a равно действующей на массу силе F .

Другая группа законов физики, широко используемая в настоящей дисциплине, – это так называемые *кинетические законы переноса* массы, энергии и количества движения. Эти законы определяют связь между количествами переносимой субстанции (поток массы, энергии и количества движения), условиями, вызывающими эти потоки и свойствами среды проводить потоки. В школьном курсе физики рассматривается один из таких законов – закон Ома для потока электрических зарядов (электрического тока, i), величина которого пропорциональна разности электрических потенциалов U и обратно пропорциональна электрическому сопротивлению $R = l\rho$: $i = U/R = U/(l\rho) = (1/\rho)(U/l)$, где l – длина в направлении тока, ρ – удельное электрическое сопротивление и $1/\rho$ – электрическая проводимость среды, в которой имеет место поток электрических зарядов под воздействием градиента U/l электрического потенциала U . Аналогично закону Ома потоки энергии, массы вещества и количества движения пропорциональны произведению изменения соответствующего потенциала переноса в направлении потока и проводимости среды по отношению к переносу данной субстанции.

Помимо общих законов сохранения и кинетических законов переноса субстанции большое значение имеют сведения о термодинамических и физико-химических закономерностях поведения одно- и многофазных систем, в частности – об *условиях равновесия* и взаимодействия систем, содержащих один или несколько компонентов.

Далее кратко рассматриваются основные законы природы, изучаемые студентами химико-технологических вузов и факуль-

тетов в предшествующих курсах физики, термодинамики, физической химии и теоретической механики.

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

Физическое содержание этих наиболее общих законов природы состоит в том, что скорость изменения той или иной субстанции (массы, энергии, количества движения, а также момента количества движения или электрического заряда) равна разности между количеством этой субстанции, входящим в какой-либо рассматриваемый объем, и количеством, которое покидает этот объем в единицу времени:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = M_{\text{вх}} - M_{\text{вых}}, \quad (1)$$

где M – количество субстанции (например масса какого-либо вещества, кг); t – текущее время, с; $M_{\text{вх}}$ и $M_{\text{вых}}$ – входящие и выходящие в единицу времени количества субстанции (массы, кг/с).

Согласно (1), скорость изменения субстанции $\partial M / \partial t$ зависит только от величины разности $(M_{\text{вх}} - M_{\text{вых}})$ входящих и выходящих ее количеств и не зависит от абсолютных величин $M_{\text{вх}}$ и $M_{\text{вых}}$. Если правая часть в законе сохранения имеет положительный знак $(M_{\text{вх}} > M_{\text{вых}})$, то положительный знак будет иметь и производная $\partial M / \partial t$, т. е. количество субстанции M в рассматриваемом объеме со временем увеличивается. Если же выходящий поток $M_{\text{вых}}$ больше входящего $M_{\text{вх}}$ и, следовательно, $(M_{\text{вх}} - M_{\text{вых}}) < 0$, то производная $\partial M / \partial t$ имеет отрицательный знак, что означает уменьшение количества субстанции во времени.

Если под общим обозначением M понимать энергию в какой-либо ее форме, то равенство (1) соответствует закону сохранения этой формы энергии. При этом в понятие входящего количества данной формы энергии включаются процессы превращения других форм энергии в рассматриваемую форму. Так, например, во многих процессах, которые описываются в последующих главах, существенным является закон сохранения теплоты (Q), при этом правая часть равенства (1) в общем случае должна включать в себя не только теплоту ($Q_{\text{вх}}$), которая входит в рассматриваемый объем через его поверхность, но и теплоту, которая может выделяться внутри объема в результате экзотермических реакций или превращения в теплоту механической энергии вследствие работы против сил трения, за счет выделения джоулевой теплоты электрического тока или теплоты, выделяющейся при конденсации паров.

Обычно такого рода эффекты выделения субстанции (в данном примере – теплоты) внутри рассматриваемого объема называют *источниками*. Источники могут быть не только положительными, как в приведенных примерах, но и отрицательными (стоки), когда, например, внутри объема происходят эндотермические реакции с поглощением теплоты или когда жидкая фаза превращается в паровую, для чего требуется поглотить теплоту испарения (парообразования).

Основой механических процессов является закон сохранения количества движения $m\vec{w}$, где m и \vec{w} – масса и ее скорость. Согласно этому закону, скорость изменения количества движения (импульса) массы m равна алгебраической сумме всех сил, действующих на эту массу, т. е. в правой части равенства (1) под символами $M_{\text{вх}}$ и $M_{\text{вых}}$ следует понимать силы, действующие на массу m в противоположных направлениях (напомним, что в курсе общей физики сила может рассматриваться как поток импульса или, что то же, – как производная количества движения по времени).

Отметим, что соотношение (1) справедливо также для законов сохранения электрического заряда и сохранения момента количества движения $m\vec{w} \times \vec{r}$ для вращательного движения, причем в последнем случае в правой части под символами $M_{\text{вх}}$ и $M_{\text{вых}}$ следует понимать противоположно направленные моменты сил $\vec{F} \times \vec{r}$, где \vec{F} – вектор действующей силы, \vec{r} – радиус-вектор массы m при ее вращении вокруг некоторого центра.

В стационарных условиях, когда никакие параметры анализируемого процесса не изменяются во времени, производная $\partial M / \partial t$ тождественно равна нулю и, следовательно, входящие и выходящие количества субстанции должны быть равны друг другу. Физически можно представить это более ясно, если считать, что количество субстанции в рассматриваемом объеме не изменяется во времени ($\partial M / \partial t = 0$) в тех случаях, когда количества входящей и выходящей субстанции одинаковы. Таким образом, широко распространенная формулировка законов сохранения массы и энергии “сколько входит, столько и выходит” справедлива лишь для частных случаев стационарных, т. е. неизменных во времени процессов.

Правую часть общего закона сохранения (1) часто записывают в форме алгебраической суммы $\sum_i M_i$, при этом имеется в виду, что

входящие потоки и источники субстанции в этой сумме имеют положительный знак, а выходящие потоки и стоки – отрицательный.

Законы сохранения справедливы для любого (произвольного) объема как конечной, так и бесконечно малой величины, что будет использовано далее при составлении балансовых равенств для аппаратов или какой-либо их части и при выводе дифференциальных уравнений, описывающих непрерывно изменяющиеся параметры процессов в *сплошных средах*, т. е. в средах, где их молекулярным строением можно пренебречь. При рассмотрении законов сохранения применительно к бесконечно малому (элементарному) объему входящие и выходящие количества субстанции также будут бесконечно малыми.

Закон сохранения массы справедлив не только для общего количества вещества, но и для одного из компонентов многокомпонентной системы, в которой возможны какие-либо химические превращения, приводящие к исчезновению этого компонента или, наоборот, к возникновению данного компонента из других веществ. Для таких случаев в правой части уравнения (1) добавляются слагаемые, соответствующие величинам скоростей возникновения или исчезновения целевого компонента, относительно которого записывается закон сохранения массы. Слагаемые с источниками или стоками массы компонента по физическому содержанию аналогичны источникам или стокам теплоты в законе сохранения теплоты.

В тех случаях, когда существенное значение имеют внутренняя энергия U анализируемой системы, теплота Q , которой система обменивается с окружающей средой, и механическая работа A , производимая системой, закон сохранения энергии используется в форме *первого начала (закона) термодинамики*, согласно которому подводимая к системе теплота расходуется на изменение внутренней энергии системы и совершение механической работы:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (2)$$

где dU – элементарное изменение внутренней энергии, представляющее собой полный дифференциал, поскольку внутренняя энергия $U = c_v T$ является функцией состояния системы и зависит от ее температуры T и теплоемкости c_v при постоянном объеме; δQ и δA – элементарные приращения (изменения) теплоты и работы, не являющиеся полными дифференциалами, так как количества теплоты и механической работы зависят не только от параметров состояния системы, но и от пути, по которому система переходит из одного состояния в другое.

При анализе стационарных процессов в технологической аппаратуре законы сохранения массы и энергии часто используют в интегральной форме в виде так называемых *материальных и тепловых балансов*, физический смысл которых состоит в равенстве всех входящих и выходящих количеств массы и энергии.

Так, тепловой баланс формулируется следующим образом: суммарное количество подводимой к работающему в стационарном режиме аппарату (или технологической установке) теплоты $Q_{вх}$ и теплоты $Q_{ист}$, выделяющейся в аппарате в результате химических реакций, фазовых переходов или иных причин, равно выводимой из аппарата теплоте $Q_{вых}$, включая потери теплоты $Q_{пот}$ от наружной поверхности аппарата (установки) в окружающую среду:

$$Q_{вх} + Q_{ист} = Q_{вых} + Q_{пот}, \quad (3)$$

где входящая $Q_{вх}$ и выходящая $Q_{вых}$ теплоты могут состоять из суммы нескольких слагаемых; знак $Q_{ист}$ может быть не только положительным, но и отрицательным, если теплота внутри аппарата (установки) не выделяется, а поглощается.

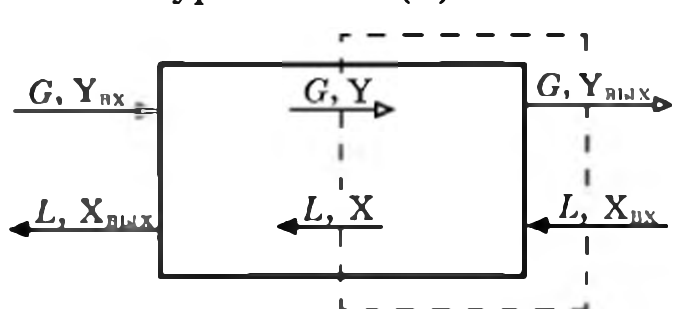
При анализе технологических процессов закон сохранения массы часто используется в форме уравнения материальных балансов для всей массы или для массы одного из компонентов многокомпонентной смеси.

Такие балансовые уравнения могут записываться для отдельного аппарата, для всей технологической установки, но могут – и для некоторой части аппарата (или установки), отделяемой от остальной части произвольным, мысленно выделяемым сечением. Смысл материального баланса для стационарного процесса остается при этом прежним: количество входящего в рассматриваемую часть аппарата (установки) компонента равно выходящему его количеству, однако при этом в уравнение материального баланса войдут текущие значения концентраций компонента в фазах, проходящих через произвольное сечение аппарата (рис. 1):

$$GY + LX_{вх} = LX + GY_{вых}, \quad (4)$$

где G и L – количества обеих фаз, обменивающихся между собой *целевым* (рассматриваемым) компонентом, проходящих в единицу времени через произвольное сечение аппарата, кг/с; $X_{вх}$ и $Y_{вых}$ – концентрации компонента в фазе L на входе и в фазе G на выходе из аппарата (кг/кг); X и Y – текущие значения концентраций компонента в фазах L и G в произвольном сечении аппарата, кг/кг.

На рис. 1 представлена схема так называемого *противоточного движения* обменивающихся целевым компонентом фаз. Вместо уравнения (4) можно записать уравнение материального



баланса для второй части аппарата:

$$GY_{вх} + LX = GY + LX_{вых}, \quad (4a)$$

Рис. 1. К уравнению (4) материального баланса для части аппарата (установки)

которое равнозначно балансовому соотношению (4). Существенно, что оба балансовых уравнения (4) и (4а) представляют собой линейную связь между текущими значениями концентраций (X и Y) компонента в фазах и называются *уравнениями рабочей линии* массообменного процесса.

Материальный баланс по целевому компоненту может быть записан и для всего аппарата (установки) в целом, без рассмотрения какого-либо произвольного сечения:

$$GY_{\text{вх}} + LX_{\text{нх}} = LX_{\text{вых}} + GY_{\text{вых}}, \text{ или } G(Y_{\text{вх}} - Y_{\text{вых}}) = L(X_{\text{нх}} - X_{\text{нх}}). \quad (46)$$

Из трех возможных видов уравнений материального баланса (4) – (4б) независимыми являются только любые два, поскольку третье уравнение всегда может быть получено из первых двух с помощью алгебраической операции почленного сложения или вычитания этих первых двух уравнений.

В законах сохранения (1) – (4) входящие ($M_{\text{нх}}, Q_{\text{нх}}, Q_{\text{ист}}, GY, LX_{\text{нх}}$ и т. п.) и выходящие ($M_{\text{вых}}, Q_{\text{вых}}, Q_{\text{пот}}, LX, GY_{\text{вых}}$ и т. п.) количества субстанции (массы, энергии и др.) фигурируют в общем виде без расшифровки того, за счет каких физических механизмов в рассматриваемый объем (или объект) происходит поступление субстанции. На вопрос о том, что является причиной возникновения потоков массы, энергии и количества движения и какова величина этих потоков в зависимости от свойств и параметров состояния системы, отвечают *кинетические законы переноса*, также имеющие между собой много общего вне зависимости от конкретной физической природы переносимой субстанции.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ ПЕРЕНОСА

В большинстве технологических процессов имеют место два основных вида переноса субстанции – конвективный и диффузионный переносы.

Конвекцией называют перемещение среды, обладающей свойством текучести (капельные жидкости, газы, пары и их смеси). Движущаяся среда переносит из одной точки пространства в другую собственную массу, энергию, концентрацию какого-либо компонента или количество движения, при этом интенсивность переноса \vec{j}_k всех этих субстанций пропорциональна вектору скорости движения среды. Такой вид переноса называют *конвективным переносом* субстанции:

$$\vec{j}_k = I\vec{w}, \quad (5)$$

где \vec{w} – вектор скорости движения текучей среды, м/с; I – объемное содержание переносимой потоком субстанции (плотность вещества по-

тока ρ , кг/м³; энтальпия i , Дж/м³; концентрация компонента C , кг/м³, или количество движения ρw , кг · м/(м³ · с)).

Примерами конвективного переноса, наиболее важными для химико-технологических процессов, служат перенос общей массы вещества потока ρw , кг/(м² · с); перенос теплоты (в технической литературе теплоту часто называют тепловой энергией) $c\rho tw$, Дж/(м² · с); перенос массы целевого компонента Cw , кг/(м² · с) и количества движения $\rho w \cdot w$, (Н · с)/(м² · с), где c – массовая теплоемкость вещества движущейся среды, Дж/(кг · К); t – температура вещества, отсчитываемая от некоторого нулевого уровня (чаще – в градусах шкалы Цельсия, °С).

Конвективный перенос называют *макропереносом*, поскольку он практически не связан с молекулярно-кинетическим строением вещества текучей среды, в отличие от другого механизма переноса субстанции – диффузионного.

Диффузионный механизм переноса субстанции имеет чисто молекулярную природу и является следствием беспорядочного теплового движения молекул вещества (в общем случае – структурных частиц, из которых состоит рассматриваемое вещество). Тепловое движение молекул равновероятно во всех направлениях, следовательно, количество молекул примеси какого-либо компонента, перемещающихся со скоростью теплового движения (сотни метров в секунду для молекул типа азота, кислорода при комнатной температуре) от точки с большей концентрацией компонента, превышает количество молекул компонента, перемещающихся в противоположную сторону от точки с меньшей концентрацией. Разность таких противоположных потоков молекул целевого компонента и составляет результирующий диффузионный поток компонента в среде молекул других веществ (в среде *фазы-носителя*). При этом не имеет значения, неподвижна среда или движется (конвектирует) как целое с какой-либо скоростью.

Так же объясняется и механизм молекулярного переноса теплоты, только в этом случае существенна не сама по себе масса совершающих тепловое движение молекул, а их внутренняя энергия, пропорциональная локальному (в данной точке пространства) значению температуры или усредненной кинетической энергии теплового движения молекул.

Анализ диффузионного механизма переноса субстанции в курсе общей физики показывает, что причиной диффузионного переноса во всех конкретных случаях является градиент соответствующего потенциала переноса $\text{grad } \Pi$ (в прямоугольной системе координат $\text{grad } \Pi = (\partial \Pi / \partial x) \vec{i} + (\partial \Pi / \partial y) \vec{j} + (\partial \Pi / \partial z) \vec{k}$, где \vec{i} , \vec{j} и

\vec{k} – единичные орты по декартовым осям координат x , y и z). Так, для процесса диффузии примеси целевого компонента – это градиент концентрации данного компонента, для переноса теплоты – градиент температуры и для переноса количества движения (импульса) в движущейся вязкой среде – градиент скорости (w) в поперечном к ней направлении (см. п. 1.2).

Общая форма записи для потока диффузионно переносимой субстанции:

$$\vec{j}_D = -D \text{ grad } \Pi. \quad (6)$$

Отрицательный знак в правой части кинетического равенства (6) означает, что диффузионный поток \vec{j}_D субстанции направлен в сторону отрицательного градиента, т. е. от точки с большим значением потенциала Π к точке с меньшим значением.

Коэффициент диффузионного переноса D при градиенте потенциала характеризует проводимость среды по отношению к процессу диффузионного переноса соответствующей субстанции.

Численные значения коэффициентов диффузии (в процессах переноса массы целевого компонента), теплопроводности (для переноса теплоты) и вязкости (в процессах переноса количества движения при перемещении вязких жидкостей) зависят от свойств среды, в которой происходят соответствующие процессы диффузионного переноса.

Конкретные примеры градиентных законов диффузионного переноса рассматриваются в последующих главах (см. соотношения (1.13), (3.1) и (5.5)).

Согласно кинетическому закону переноса (6), интенсивность диффузионных потоков субстанции пропорциональна локальному значению градиента соответствующего потенциала. Следовательно, необходимо уметь вычислять распределение потенциала по объему пространства, занимаемому средой, в которой происходит тот или иной процесс переноса.

УРАВНЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СУБСТАНЦИИ

Распределение потенциалов переноса находится из уравнений (обычно дифференциальных), которые по физическому содержанию являются законом сохранения (1) соответствующей субстанции с использованием в его правой части законов переноса (5) и (6). Возможны два способа вывода уравнений такого рода. Один способ – совместный анализ уравнения сохранения (1) и законов переноса (5) и (6) для бесконечно малого объема среды и использование известной из курса высшей математики формулы

Тейлора для представления значений непрерывных функций в точках с приращением независимого аргумента через значения тех же функций в исходной точке без приращения аргумента. При использовании этого способа подробнее анализируется физическое содержание всех этапов вывода. Второй способ более компактный – это использование известной из курсов математики и физики теоремы Гаусса – Остроградского, устанавливающей связь между определенными интегралами по замкнутой поверхности и по объему, ограниченному этой поверхностью.

Выводы конкретных дифференциальных уравнений для так называемых сплошных сред представлены в последующих главах; здесь же рассматривается общий алгоритм вывода, иллюстрирующий общие аспекты методики, физического содержания и математического формализма. Отметим, что выводы дифференциальных уравнений распространения субстанции обычно наиболее трудно воспринимаются учащимися.

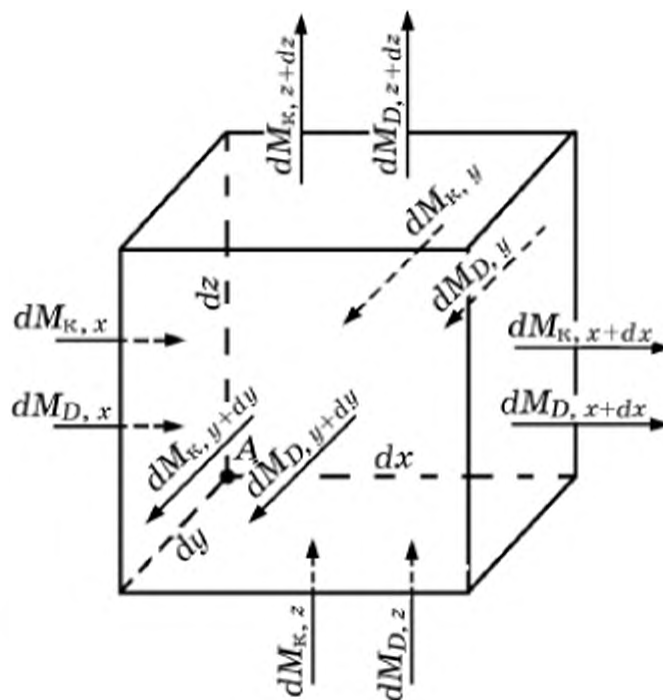
Сплошной средой называют такую среду, при анализе процессов переноса в которой можно пренебречь молекулярной структурой вещества, для чего элементарные объемы рассматриваемой среды должны иметь размеры, значительно (как минимум, в десятки раз) превышающие длины свободного пробега молекул между их последовательными столкновениями. Только если число молекул в анализируемом объеме не менее нескольких тысяч, можно считать, что такие величины, как давление, плотность, температура и т. п., в таком объеме могут считаться статистически достоверными и соответствующими их средним для данной точки значениям.

Следовательно, элементарные объемы $dv = dxdydz$ рассматриваются лишь как физические дифференциалы, которые, строго говоря, нельзя устремлять к нулевому значению. Впрочем, поскольку длины свободного пробега в газовых средах при атмосферном давлении не превышают десятых долей микрометра, то и элементарные объемы должны иметь размеры такого же порядка. Так как технологические процессы проводятся в аппаратах со значительно большими размерами всех элементов, то объемы с размерами, в несколько раз превышающими длины свободного пробега молекул, практически могут рассматриваться в качестве бесконечно малых. Исключение составляют процессы в разреженных газах, в которых длина свободного пробега молекул может даже превышать минимальные размеры внутри промышленной аппаратуры (см. разд. 6.4).

Согласно первому методу, основанному на использовании формулы Тейлора, анализируется уравнение нестационарного баланса субстанции (1)

Рис. 2. К выводу дифференциального уравнения распространения субстанции

для элементарного объема (физический дифференциал) в форме прямоугольного параллелепипеда в прямоугольной системе координат x, y, z (рис. 2). Величина элементарного объема равна произведению трех его линейных размеров $dv = dx dy dz$. Точка $A(x, y, z)$ имеет произвольные пространственные координаты, следовательно, уравнение, которое будет выводиться, справедливо для всего рассматриваемого пространства.



В соответствии с физическим смыслом уравнения нестационарного баланса (1) скорость изменения субстанции в элементарном объеме dv равна разности между входящими и выходящими через грани этого объема количествами субстанции с добавлением возможных ее источников и стоков внутри самого объема dv . Через каждую грань параллелепипеда в общем случае входят или выходят по два потока, вызываемые конвективным и диффузионным переносами субстанции. Объем dv выделяется внутри движущейся среды мысленно, поэтому через каждую его грань свободно входит и выходит движущаяся среда и, кроме того, независимо от конвективных потоков субстанции через грани параллелепипеда происходит диффузионный ее перенос под воздействием градиентов соответствующего потенциала.

Скорость изменения элементарного количества субстанции, одновременно находящегося в рассматриваемом объеме, равна $(\partial I / \partial t) dv$, где I – количество субстанции, содержащееся в единице объема среды.

Входящие и выходящие через бесконечно малые грани количества субстанции записываются согласно кинетическим законам переноса (5) и (6):

– для конвективных потоков

$$dM_{K,x} = (Iw_x)_x dydz; \quad dM_{K,y} = (Iw_y)_y dxdz; \quad dM_{K,z} = (Iw_z)_z dxdy;$$

$$dM_{K,x+dx} = (Iw_x)_{x+dx} dydz; \quad dM_{K,y+dy} = (Iw_y)_{y+dy} dxdz;$$

$$dM_{K,z+dz} = (Iw_z)_{z+dz} dxdy;$$

где w_x, w_y и w_z – проекции вектора скорости \vec{w} среды в точке $A(x, y, z)$ на соответствующие декартовы координаты; произведения двух элементарных длин ребер параллелепипеда в каждом слагаемом соответствуют величинам площадей граней, перпендикулярно которым входит (выходит) соответствующий поток субстанции;

– для диффузионных потоков

$$dM_{D,x} = -D(\partial \Pi / \partial x)_x dydz; \quad dM_{D,y} = -D(\partial \Pi / \partial y)_y dxdz;$$

$$\begin{aligned}
dM_{D, z} &= -D(\partial\Pi/\partial z)_z dx dy; \\
dM_{D, x+dx} &= -D(\partial\Pi/\partial x)_{x+dx} dy dz; \quad dM_{D, y+dy} = -D(\partial\Pi/\partial y)_{y+dy} dx dz; \\
dM_{D, z+dz} &= -D(\partial\Pi/\partial z)_{z+dz} dx dy,
\end{aligned}$$

где коэффициент диффузионной проводимости среды D полагается одинаковым по всем трем направлениям.

Следует обратить внимание на индексы у произведений объемного содержания субстанции, у компонент скорости в шести конвективных слагаемых и при градиентах потенциала в шести слагаемых диффузионного переноса. Половина из этих двенадцати слагаемых представляют собой потоки, входящие через три грани с общей точкой $A(x, y, z)$. Вторая половина слагаемых (выходящие потоки) имеет подстрочные индексы, соответствующие координатам граней в точках с элементарными приращениями аргументов dx , dy и dz соответственно по каждой из декартовых координат.

Выражения для входящих и выходящих количеств субстанции подставляются в закон сохранения (1), что после группировки слагаемых дает:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial I}{\partial \tau} dv &= \{[(Iw_x)_x - (Iw_x)_{x+dx}] + D[-(\partial\Pi/\partial x)_x + (\partial\Pi/\partial x)_{x+dx}]\} dy dz + \\
&+ \{[(Iw_y)_y - (Iw_y)_{y+dy}] + D[-(\partial\Pi/\partial y)_y + (\partial\Pi/\partial y)_{y+dy}]\} dx dz + \\
&+ \{[(Iw_z)_z - (Iw_z)_{z+dz}] + D[-(\partial\Pi/\partial z)_z + (\partial\Pi/\partial z)_{z+dz}]\} dx dy.
\end{aligned} \tag{7}$$

Дальнейший анализ состоит в математическом выражении искомых функций в точках с приращениями пространственных координат через значения этих же функций в точках без приращений, для чего используется известная формула Тейлора. В принятых в курсах математики обозначениях формула представления непрерывной функции f бесконечным сходящимся рядом Тейлора имеет вид:

$$\begin{aligned}
f(x + dx) &= f(x) + (\partial f/\partial x)_x dx + (1/2!)(\partial^2 f/\partial x^2)_x dx^2 + \\
&+ (1/3!)(\partial^3 f/\partial x^3)_x dx^3 + \dots,
\end{aligned} \tag{8}$$

где второе слагаемое представляет собой линейную, главную часть приращения функции, третье слагаемое второго порядка малости добавляет к линейному приращению поправку, учитывающую кривизну $(\partial^2 f/\partial x^2)$ функции f и т. д. Первая, вторая и более высокого порядка производные функции f по переменной x соответствуют их значениям в точке x без приращения аргумента. В правой части формулы (8) каждое последующее слагаемое имеет более высокий порядок малости, и поэтому численные значения слагаемых быстро уменьшаются, чему способствует наличие факториалов в знаменателе каждого слагаемого. Чем меньше величина шага dx разложения функции, тем быстрее уменьшаются слагаемые ряда по сравнению с предыдущими. Для большинства технически важных процессов достаточно принять во внимание лишь два первых слагаемых.

В рассматриваемом случае в ряд Тейлора разлагаются функции, представляющие собой произведение двух функций и производную от потенциала переноса.

Искомые функции в точках с приращениями аргументов представляются двумя первыми слагаемыми ряда Тейлора:

$$\begin{aligned}(Iw_x)_{x+dx} &= (Iw_x)_x + [\partial(Iw_x)/\partial x]_x dx; \\(Iw_y)_{y+dy} &= (Iw_y)_y + [\partial(Iw_y)/\partial y]_y dy; \\(Iw_z)_{z+dz} &= (Iw_z)_z + [\partial(Iw_z)/\partial z]_z dz; \\(\partial\P/\partial x)_{x+dx} &= (\partial\P/\partial x)_x + (\partial^2\P/\partial x^2)_x dx; \\(\partial\P/\partial y)_{y+dy} &= (\partial\P/\partial y)_y + (\partial^2\P/\partial y^2)_y dy; \\(\partial\P/\partial z)_{z+dz} &= (\partial\P/\partial z)_z + (\partial^2\P/\partial z^2)_z dz.\end{aligned}$$

Результаты разложения подставляются в уравнение сохранения (7), после чего входящие потоки взаимно уничтожаются с первыми, основными по величине слагаемыми выходящих потоков. В правой части остаются лишь вторые слагаемые выходящих потоков, т. е. превышения выходящих потоков над входящими. Кроме того, в оставшихся слагаемых содержатся множители dx , dy и dz , соответствующие шагам разложения функций в ряд Тейлора. Эти множители дополняют выражения для площадей граней элементарного объема, перпендикулярных координате разложения, до трех одинаковых сомножителей $dx dy dz$, представляющих рассматриваемый объем dv , величина которого сокращается в левой и правой частях уравнения (7):

$$\begin{aligned}\frac{\partial I}{\partial \tau} &= \left[-\frac{\partial(Iw_x)}{\partial x} + D\frac{\partial^2\P}{\partial x^2} \right]_x + \left[-\frac{\partial(Iw_y)}{\partial y} + D\frac{\partial^2\P}{\partial y^2} \right]_y + \\&+ \left[-\frac{\partial(Iw_z)}{\partial z} + D\frac{\partial^2\P}{\partial z^2} \right]_z.\end{aligned}\tag{9}$$

Значения всех производных в уравнении (9) теперь сведены к одной единственной произвольной точке $A(x, y, z)$, поэтому индексы при производных, когда других индексов не осталось, можно опустить.

Таким образом, закон распространения (сохранения) субстанции, в котором учтены два закона ее переноса, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial I}{\partial \tau} + \frac{\partial(Iw_x)}{\partial x} + \frac{\partial(Iw_y)}{\partial y} + \frac{\partial(Iw_z)}{\partial z} = D \left[\frac{\partial^2\P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\P}{\partial z^2} \right].\tag{10}$$

Дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка (10) сохраняет физический смысл нестационарного баланса субстанции для любой точки в движущейся среде. Группа слагаемых с компонентами скорости w_x , w_y и w_z представляет разность между входящими и выходящими количествами субстанции вследствие конвективного переноса по трем взаимно перпендикулярным направлениям, а

группа слагаемых в правой части – то же за счет диффузионного переноса.

Соотношение (10) не содержит источников или стоков субстанции внутри рассматриваемого объема. Если источники или стоки имеются, то в правую часть уравнения (10) должны быть добавлены соответствующие слагаемые, содержащие объемную мощность источника $I_{\text{ист}}$ с положительным знаком и (или) объемную мощность стока $I_{\text{ст}}$ с отрицательным знаком. Размерность $I_{\text{ист}}$ и $I_{\text{ст}}$ соответствует принятому количеству субстанции, выделяемому (или поглощаемому) в единицу времени в единице объема среды. Тогда при выводе дифференциального уравнения (10) из закона сохранения (1) для элементарного объема dv в правую часть должны быть добавлены слагаемые $I_{\text{ист}} dv$ и $I_{\text{ст}} dv$ с соответствующими знаками, что после сокращения величины элементарного объема dv приводит к более общему дифференциальному уравнению закона сохранения (распространения) субстанции для движущейся среды с источниками (стоками):

$$\frac{\partial I}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x}(Iw_x) + \frac{\partial}{\partial y}(Iw_y) + \frac{\partial}{\partial z}(Iw_z) = DV^2\Pi + I_{\text{ист}} - I_{\text{ст}}, \quad (11)$$

где $\nabla^2\Pi = \partial^2\Pi/\partial x^2 + \partial^2\Pi/\partial y^2 + \partial^2\Pi/\partial z^2$ – оператор Лапласа от потенциала переноса, представленный здесь для прямоугольной системы координат.

Проанализируем теперь более компактный, интегральный способ вывода уравнения (11), для чего в рассматриваемой движущейся среде также мысленно выделяется произвольный, но конечный объем V , ограниченный замкнутой поверхностью (рис. 3). Через часть поверхности F движущаяся среда вносит внутрь объема V интересующую нас субстанцию, а через другую часть поверхности – выносит. Кроме того, в каждой точке внутри объема в общем случае могут действовать источники и стоки субстанции.

Закон сохранения (1) для рассматриваемого конечного объема по этому способу вывода будет иметь следующую форму записи:

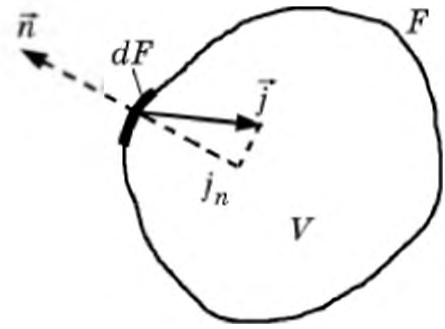
$$\int_V \frac{\partial I}{\partial \tau} dV = - \oint_F j_n dF + \int_V I_{\text{ист}} dv - \int_V I_{\text{ст}} dv. \quad (12)$$

Согласно этому уравнению, скорость изменения количества субстанции в объеме V равна алгебраической сумме входящих и выходящих через поверхность F потоков субстанции и суммарным ее количествам, выделяемым и поглощаемым в каждой точке объема за счет мощностей источника и стока. Интеграл по замкнутой поверхности автоматически учитывает разные знаки проекций j_n потоков субстанции на нормаль \vec{n} к элементарной площадке dF всех входящих и выходящих потоков. Отрицательный знак перед интегралом по поверхности связан с тем, что в математике принято считать положительными потоки, направленные по нормали из объема наружу (рис. 3), тогда как по физическому смыслу закона сохранения положительное значение накопления субстанции ($\partial I/\partial \tau > 0$) соответствует потоку этой субстанции внутрь рассматриваемого объема.

Рис. 3. К уравнению (12)

Далее используется теорема Гаусса – Остроградского, согласно которой интеграл по замкнутой поверхности от нормальной составляющей вектора (в данном случае вектора потока субстанции \vec{j}) равен объемному интегралу от дивергенции этого вектора:

$$\oint_F j_n dF = \int_V \operatorname{div} \vec{j} dV,$$



где в декартовой прямоугольной системе координат скалярная величина дивергенции (расходимости) вектора имеет вид $\operatorname{div} \vec{j} = \partial j_x / \partial x + \partial j_y / \partial y + \partial j_z / \partial z$; j_x , j_y и j_z – проекции вектора \vec{j} на соответствующие координаты. Используя теорему Гаусса – Остроградского в законе сохранения (12) и объединяя все слагаемые в один объемный интеграл, получим

$$\int_V \left(\frac{\partial I}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{j} - I_{\text{ист}} + I_{\text{ст}} \right) dV = 0. \quad (13)$$

В курсе математики показано, что равенство нулю объемного интеграла в соотношении (13) соответствует равенству нулю подынтегрального выражения:

$$\partial I / \partial \tau = -\operatorname{div} \vec{j} + I_{\text{ист}} - I_{\text{ст}}. \quad (14)$$

Во второе слагаемое дифференциального уравнения (14) вместо общего вектора \vec{j} потока субстанции подставляются выражения (5) и (6) для векторов конвективного и диффузионного потоков:

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div} (I\vec{w} - D \operatorname{grad} \Pi) = \operatorname{div} (I\vec{w}) - \operatorname{div} (D \operatorname{grad} \Pi).$$

Таким образом, дифференциальное уравнение закона сохранения субстанции с учетом законов ее переноса имеет вид:

$$\partial I / \partial \tau + \operatorname{div} (I\vec{w}) = \operatorname{div} (D \operatorname{grad} \Pi) + I_{\text{ист}} - I_{\text{ст}}. \quad (15)$$

Уравнение (15), в отличие от аналогичного соотношения (11), справедливо в любой системе координат. Кроме того, коэффициент диффузионного переноса субстанции D здесь может быть величиной переменной, зависящей как от пространственных координат, что может иметь место в неоднородных средах, так и от значения потенциала Π , что часто характерно для практических условий, когда диапазоны изменения потенциалов значительны.

Применение известных из математики формул векторного анализа

$$\begin{aligned} \operatorname{div} (I\vec{w}) &= \partial(I\vec{w}_x) / \partial x + \partial(I\vec{w}_y) / \partial y + \partial(I\vec{w}_z) / \partial z \quad \text{и} \\ \operatorname{div} (\operatorname{grad} \Pi) &= \partial^2 \Pi / \partial x^2 + \partial^2 \Pi / \partial y^2 + \partial^2 \Pi / \partial z^2 = \nabla^2 \Pi \end{aligned}$$

для наиболее часто используемых прямоугольных координат при постоянном значении коэффициента D диффузионного переноса в уравнении (14) приводит к уже полученному ранее соотношению (11).

РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Процессы диффузионного переноса субстанции имеют место лишь при наличии градиентов соответствующих потенциалов, что непосредственно следует из законов переноса (6). При конвективном переносе субстанции (см. соотношение (5)) движение среды со скоростью \vec{w} также вызывается разностью потенциала переноса текучей среды – разностью статического давления (см. гл. 1).

Предельным состоянием любого процесса переноса является состояние равновесия, при котором градиенты всех потенциалов переноса равны нулю. В состоянии общего равновесия процессы переноса любой субстанции отсутствуют.

Нередко рассматриваются частные случаи равновесия: тепловое (равенство температур), механическое (равенство давлений) или концентрационное (равенство концентраций или химических потенциалов).

Строго говоря, совершенных равновесий быть не может; равновесные состояния достигаются во времени лишь асимптотически, поскольку потоки субстанции стремятся к нулю по мере стремления к нулю градиентов потенциалов переноса. Однако для сравнительно быстро протекающих процессов переноса состояние, практически близкое к равновесному, достигается за конечное время (например, для взрывных процессов – за весьма короткое время). Иными словами, часто можно пренебречь незначительными градиентами температур, давлений, концентраций и, следовательно, пренебречь также малыми величинами потоков теплоты, текучей среды и целевого компонента. Поэтому информация о равновесных состояниях в однофазных и многофазных системах имеет существенное значение при анализе технологических процессов.

Скорости переноса массы, энергии и количества движения, т. е. интенсивность протекания технологических процессов, тем выше, чем в большей степени реальное состояние системы отклоняется от равновесного. Следовательно, по величине отклонения системы от равновесного состояния и по знаку такого отклонения можно судить о скорости процессов переноса и о его направлении, что имеет первостепенную важность при расчетах технологических процессов.

Если концентрационное равновесие внутри однофазной системы означает равенство концентраций компонентов (или химических потенциалов в химически реагирующих системах), то концентраци-

онное равновесие между двумя фазами означает определенное для каждой конкретной двухфазной системы *равновесное соотношение* между концентрациями компонента в одной и в другой фазе:

$$y^* = y^*(x), \quad (16)$$

где y^* – значение концентрации целевого компонента в одной из фаз, равновесное с концентрацией этого компонента “ x ” в другой фазе; символ (*) означает равновесное значение концентрации в отличие от действительной концентрации “ y ” целевого компонента в этой же фазе; действительная концентрация компонента в реальном технологическом процессе всегда отличается от равновесной ($y \neq y^*$).

Данные по равновесию конкретных двухфазных (в общем случае и для многофазных) систем, т. е. явный вид функциональных зависимостей $y^*(x)$, получают опытным путем; эти данные чаще всего представляются в виде таблиц равновесных концентраций, но могут быть представлены также в виде графиков или корреляционных (подобранных в соответствии с опытными данными) уравнений. Примерами наиболее простых равновесных соотношений служат известные из курса физической химии уравнения Генри и Рауля, связывающие равновесные составы газовой (паровой) и жидкой фаз (см. уравнения (5.3), (5.4)).

В технологических процессах чаще всего наиболее существенным является перенос массы целевого компонента или теплоты из одной фазы в другую. Поэтому при расчетах интенсивности процессов межфазного переноса важное значение имеет так называемая *движущая сила процесса*, представляющая собой абсолютное значение разности между действительным значением потенциала переноса в одной из фаз и его значением, которое должно было бы быть, если бы значение потенциала в этой фазе соответствовало состоянию равновесия со значением потенциала в другой фазе (отклонение от состояния равновесия). Для процессов межфазного массообмена целевым компонентом такая движущая сила обозначается Δy :

$$\Delta y = |y - y^*(x)|. \quad (17)$$

Для процессов переноса теплоты между двумя фазами (теплоносителями) движущая сила процесса выражается проще и равна разности температур теплоносителей: $\Delta t = t_1 - t_2$, поскольку тепловое равновесие означает простое равенство температур теплоносителей $t_1 = t_2$.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

В химической технологии рассматриваются конкретные вещества, поэтому для выполнения численных расчетов необходимо использовать *уравнения состояния веществ*. Такие уравнения

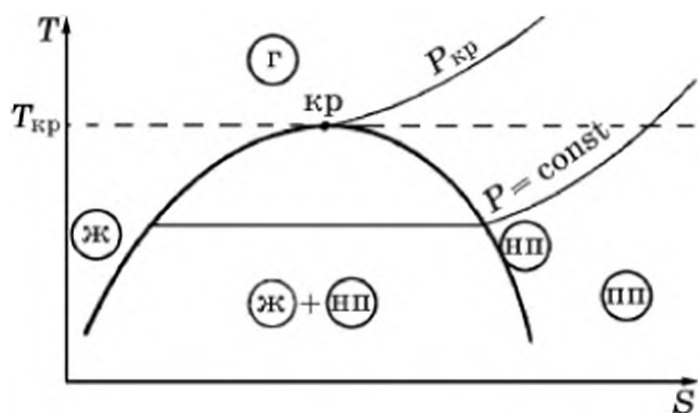


Рис. 4. $T-S$ диаграмма состояния вещества

связывают основные параметры состояния. Напомним, что наиболее простой формой уравнения состояния является уравнение Клапейрона – Менделеева $PV = RT$, описывающее состояние идеальных газов и

паров и связывающее основные параметры, характеризующие состояние газов: давление, объем, абсолютную температуру и величину газовой постоянной.

Из курсов физики, термодинамики и физической химии известно, что для реальных газов (при высоких давлениях и низких температурах, т. е. когда нельзя пренебречь силами межмолекулярного взаимодействия и величинами объемов самих молекул), а тем более для капельных жидкостей и твердых веществ, уравнения состояния не могут быть получены на основе теоретических модельных представлений, и данные о взаимосвязи основных параметров веществ получают экспериментально и чаще всего представляют в виде так называемых *диаграмм состояния*. На этих диаграммах представляются данные о том или ином веществе в его газовом, паровом, жидком и парожидкостном состояниях.

Для расчетов технологических процессов, в которых важную роль играют процессы теплообмена, сопровождающиеся изменением фазового состояния вещества, широкое распространение получили диаграммы состояния (рис. 4), представляемые в координатах $T - S$ (температура – энтропия). Кривая раздела фаз с максимумом в критической точке (кр) вещества делит поле диаграммы на зоны существования одной только жидкой фазы (ж), равновесной смеси жидкости и насыщенного пара вещества (ж + нп), перегретого пара (пп) и газа (г). Правая ветвь кривой раздела фаз соответствует состоянию насыщенного пара данного вещества.

Существенно, что данные о равновесных состояниях веществ могут быть представлены в виде диаграмм в иных координатах, более удобных для расчетов тех или иных процессов. Так, при расчетах процессов, в которых основное значение имеет механическая работа, необходимая, например, для сжатия газов или совершаемая расширяющимся газом или паром, для практического использования удобнее оказываются диаграммы состояния, представляемые в координатах $P - V$ (давление – объем). Важно уяснить, что диаграммы состояния какого-либо вещества, представляемые в тех или иных координатах, есть одна и та же информация о свойствах данного вещества.

ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 1

ОСНОВЫ ГИДРОМЕХАНИКИ

В процессах химической технологии, как и во многих процессах, происходящих в природе или в технической аппаратуре смежных с химической отраслей промышленности, имеет место перемещение *текучих сред*: капельных жидкостей, паров, газов или их смесей. Основное свойство текучих сред – это способность перемещаться под действием разности давлений. В гидромеханике все текучие вещества принято называть *жидкостями*.

Создание потоков текучих сред, движущихся с некоторой скоростью, бывает необходимым по двум основным причинам: с целью непосредственного перемещения жидкости (пара, газа) из одного аппарата в другой (или из одной емкости в другую) или для интенсификации технологических процессов, таких как нагревание (охлаждение), растворение, высушивание каких-либо веществ и т. п.

Наука *гидромеханика* изучает движущиеся потоки жидкостей, т. е. причины, вызывающие движение текучих сред, распределение давлений и скоростей в жидкостях, занимается расчетами величин гидравлических сопротивлений, которые оказывают трубопроводы и технологические аппараты движущимся потокам вязких жидкостей; характеристиками насосов, вентиляторов и других устройств, предназначенных для создания разностей давлений, с помощью которых обеспечивается движение жидкостей, и т. п.

Гидромеханика вязких жидкостей – это сложная наука, в которой часто приходится прибегать к существенным упрощениям реальной картины движения. Это делается для того, чтобы на базе сделанных упрощений оказалось возможным получить расчетные формулы для определения основных параметров гидромеханических процессов: скоростей, давлений и т. п. Одно из таких широко используемых упрощений состоит в том, что текучие среды в процессах их перемещений по трубопроводам или технологическим

аппаратам (теплообменникам, сушилкам, фильтрам, ректификационным и абсорбционным колоннам и т. п.) полагают *несжимаемыми*, т. е. не изменяющими свою плотность ($\rho = \text{const}$).

Практически несжимаемыми являются все *капельные жидкости*, но это не очевидно для газов или паров, которые как раз обладают сжимаемостью согласно, например, уравнению газового состояния $PV = RT$, из которого следует, что по мере повышения давления (P) объем (V) газа (пара) уменьшается, а значит, и плотность (ρ) газа увеличивается пропорционально величине давления. Между тем при не слишком больших скоростях газов или паров, не превышающих приблизительно половину величины скорости звука, не слишком большой протяженности трубопроводов (до нескольких километров) плотность газов (паров) в пределах этих трубопроводов и включенных в них аппаратов можно считать практически неизменной ($\rho = \text{const}$). Это происходит потому, что для обеспечения в таких технологических трубопроводах не слишком больших скоростей движения газов не требуется создавать на концах трубопроводов больших разностей давлений ($\Delta P = P_1 - P_2$), значение которых было бы сравнимо

с величиной среднего давления ($\bar{P} = 0,5(P_1 + P_2)$) в трубопроводе: $\Delta P \ll \bar{P}$. Следовательно, все три давления P_1 , \bar{P} и P_2 близки по величине, а значит, близки и зависящие от этих давлений плотности газа в начале (ρ_1), в середине () и в конце (ρ_2) трубопровода, т. е. $\rho \approx \text{const}$.

Гидромеханика подразделяется на *гидростатику*, занимающуюся изучением поведения жидкости в состоянии покоя, когда отсутствует перемещение частей жидкости относительно друг друга, и *гидродинамику*, предметом изучения которой является движение жидкостей под действием тех или иных сил. Наибольший интерес для процессов и аппаратов представляет вторая, значительно большая по объему часть гидромеханики – гидродинамика.

Для дальнейшего существенно понимать, что физической основой гидромеханики является *закон сохранения количества движения* (импульса)

$$\frac{d(m\vec{w})}{d\tau} = \sum_i \vec{f}_i, \quad (1.1)$$

согласно которому скорость изменения количества движения ($m\vec{w}$, кг · м/с) во времени (τ , с) равна сумме всех сил (\vec{f}_i , Н), действующих на движущуюся массу (m , кг).

1.1. УРАВНЕНИЕ ГИДРОСТАТИКИ

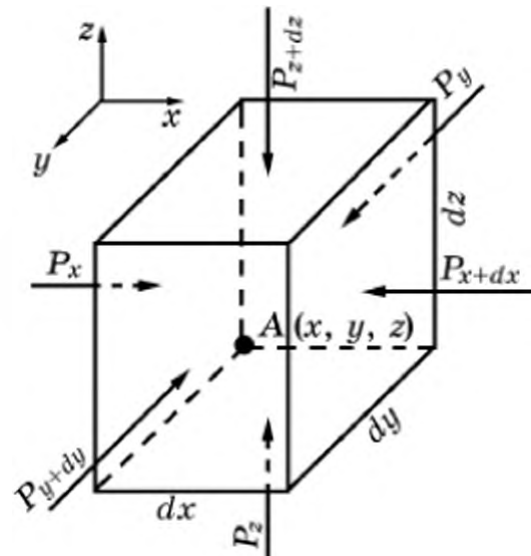
Выведем основное дифференциальное уравнение равновесия жидкости, находящейся в состоянии относительного покоя. Поскольку в покоящейся жидкости движение отдельных ее частей друг относительно друга отсутствует, то в уравнении (1.1) следует положить $\vec{w} = 0$, что, в свою очередь, означает равенство нулю правой части этого уравнения. Следовательно, для покоящейся жидкости сумма всех векторов сил, действующих на любую массу, мысленно выделенную в общем объеме жидкости, равна нулю:

$$\sum_i \vec{f}_i = 0. \quad (1.2)$$

Рассмотрим те силы, которые действуют внутри неподвижной жидкости. Таких сил обычно две: сила тяжести в гравитационном поле Земли и сила, вызванная разностью давлений, действующих на отдельные участки поверхности, ограничивающей рассматриваемую массу внутри жидкости. Две эти силы имеют разную природу в том смысле, что сила тяжести является объемной, т. е. воздействующей непосредственно на любую, сколь угодно малую часть внутри любого объема (фактически – на каждую молекулу или другую структурную частицу вещества). В отличие от объемной силы тяжести, сила давления воздействует только на поверхность, ограничивающую рассматриваемый объем. Суммарная сила давления, действующая на рассматриваемую массу жидкости, находится суммированием (в общем случае – интегрированием) сил давления по всей замкнутой поверхности, ограничивающей рассматриваемую массу.

Рассмотрим некий бесконечно малый объем внутри покоящейся жидкости, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда со сторонами dx , dy и dz в прямоугольной декартовой системе координат (рис. 1.1). Величина элементарного объема $dv = dx dy dz$, масса жидкости, заключенная в нем, $dm = \rho dv$. Координаты точки A – произвольные (текущие), т. е. точка $A(x, y, z)$ представляет собой произвольную (любую) точку внутри покоящейся жидкости.

Рис. 1.1. Силы, действующие на элементарный объем внутри покоящейся жидкости



На рис. 1.1 показаны векторы давлений, действующих со стороны внешней жидкости на грани объема dv , ограничивающие рассматриваемую массу жидкости dm . Подстрочные индексы при обозначении давлений соответствуют тем значениям координат, при которых следует рассматривать величину того или иного давления. Так, P_x означает, что давление на левую вертикальную грань параллелепипеда соответствует координате x , т. е. местоположению произвольно выбранной точки A , а P_{x+dx} – координате $x + dx$ – противоположной, правой вертикальной грани. Аналогично P_y – давление на заднюю вертикальную грань, расположенную при координате y и P_{y+dy} – давление на переднюю вертикальную грань, расположенную при координате $y + dy$. Аналогичный смысл величин давлений P_z и P_{z+dz} , направленных по вертикальной координате z нормально к горизонтальной плоскости xOy .

Вектор ускорения силы тяжести $\vec{G}(X, Y, Z)$ рассматривается в общем случае как *направленный* не по вертикальной оси, а в произвольном направлении по отношению к выбранным декартовым координатам (или, что то же, ось z направлена не по направлению силы тяжести, а произвольно). X, Y, Z – проекции вектора \vec{G} на соответствующие оси прямоугольных координат.

Действующие на массу dm силы давления и сила тяжести подставляются в уравнение (1.2) равновесия покоящейся жидкости, при этом условия равновесия записываются отдельно по всем трем осям координат:

$$\begin{aligned} P_x dydz - P_{x+dx} dydz + \rho dv X &= 0, \\ P_y dx dz - P_{y+dy} dx dz + \rho dv Y &= 0, \\ P_z dx dy - P_{z+dz} dx dy + \rho dv Z &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $dydz$ – элементарная площадка, на которую действуют силы давления P_x и P_{x+dx} ; $dx dz$ – площадь грани, перпендикулярной направлению давлений P_y и P_{y+dy} ; $dx dy$ – площадь грани, на которую действуют силы давления P_z и P_{z+dz} , направленные вдоль вертикальной оси z .

По существу, вся физическая сущность процесса равновесия жидкости в поле силы тяжести записана в форме уравнений (1.3). Далее следуют чисто математические преобразования системы (1.3) с целью придания ей вида, удобного для дальнейшего анализа (решения).

Искомая функция $P(x, y, z)$, представлена в системе (1.3) в двух формах: ее значения в точке $A(x, y, z)$ и в точках с приращениями по каждой из координат. Представим значения давлений в точках с приращениями координат через значения давлений в точке $A(x, y, z)$, для чего используется получаемая в курсе

высшей математики формула (8) разложения функций в степенной ряд Тейлора по приращению аргумента.

Согласно формуле (8) давления в точках с приращениями аргументов представляются следующим образом:

$$\begin{aligned} P_{x+dx} &= P_x + \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_x dx; \\ P_{y+dy} &= P_y + \left. \frac{\partial P}{\partial y} \right|_y dy; \\ P_{z+dz} &= P_z + \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_z dz, \end{aligned} \quad (1.4)$$

Подстановка значений давлений согласно их представлению рядом Тейлора (1.4) в условия равновесия (1.3) дает:

$$\begin{cases} \left(P_x - P_x - \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_x dx \right) dydz + \rho dv X = 0, \\ \left(P_y - P_y - \left. \frac{\partial P}{\partial y} \right|_y dy \right) dx dz + \rho dv Y = 0, \\ \left(P_z - P_z - \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_z dz \right) dx dy + \rho dv Z = 0. \end{cases} \quad (1.5)$$

После взаимного уничтожения величин давлений P_x , P_y и P_z в первом, втором и третьем уравнениях соответственно и сокращения величины dv во всех уравнениях получаем окончательную форму уравнений равновесия неподвижной жидкости:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho X; \quad \frac{\partial P}{\partial y} = \rho Y; \quad \frac{\partial P}{\partial z} = \rho Z, \quad (1.6)$$

где индексы при производных опущены, поскольку все они оказались соответствующими текущим значениям координат точки $A(x, y, z)$.

Умножая уравнения системы (1.6) на dx , dy и dz соответственно и складывая левые и правые части уравнений, получим:

$$\frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial y} dy + \frac{\partial P}{\partial z} dz = \rho(Xdx + Ydy + Zdz). \quad (1.7)$$

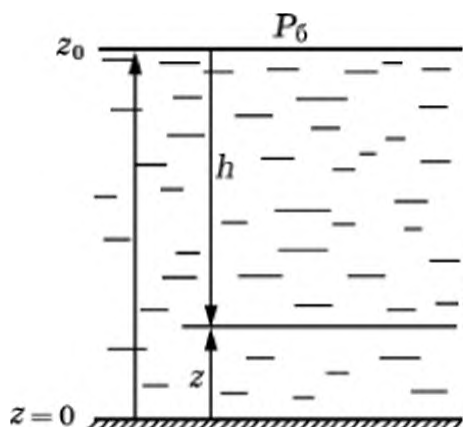


Рис. 1.2. К выводу интегрального уравнения гидростатики (1.10)

Левая часть равенства (1.7) представляет собой дифференциал давления dP . На поверхности равного давления $dP = 0$, и, следовательно, уравнение изобарной поверхности имеет вид:

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0, \quad (1.8)$$

что при постоянных значениях проекций вектора ускорения силы тяжести $X, Y, Z = \text{const}$ соответствует уравнению плоской поверхности.

Рассмотрим два частных случая интегрирования дифференциальных уравнений (1.6) гидростатики.

Первый пример соответствует широко распространенному случаю неподвижной капельной жидкости постоянной плотности ($\rho = \text{const}$), имеющей свободную поверхность на расстоянии z_0 от дна. Давление над верхней свободной поверхностью жидкости равно P_6 . Прямоугольные оси координат естественно расположить таким образом, чтобы ось z совпадала с вертикальным направлением вектора ускорения силы тяжести (рис. 1.2). Тогда $X = Y = 0, Z = -g$, и система (1.7) упрощается до одного уравнения:

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g, \quad (1.9)$$

где произведена замена частной производной давления по вертикальной координате на полную производную, поскольку давление здесь не зависит от горизонтальных координат $P \neq P(x), P \neq P(y)$, а является функцией только вертикальной координаты z .

Интегрирование уравнения (1.9) при очевидном граничном условии $P|_{z=z_0} = P_6$ дает:

$$P = P_6 + \rho g(z_0 - z) = P_6 + \rho gh, \quad (1.10)$$

где $h = z_0 - z$ — глубина погружения в слой жидкости от ее свободной поверхности, м.

Уравнение (1.10) представляет собой уравнение гидростатики в интегральной форме (*закон Паскаля*), по которому легко рассчитывается давление на любой глубине в капельной жидкости постоянной плотности.

Второй пример касается распределения давления в приземном слое атмосферы при постоянной температуре воздуха ($T = \text{const}$). В отличие от предыдущего случая, здесь учитывается изменение плотности воздуха в зависимости от изменяющегося по высоте давления.

Ось z направим вертикально от поверхности вверх, тогда от системы (1.6) вновь остается одно уравнение (1.9), в котором плотность воздуха зависит от давления согласно известному уравнению состояния идеального газа при $T = \text{const}$: $\rho = \rho_0(P/P_0)(T_0/T)$, где ρ_0 – плотность воздуха при нормальных условиях ($P_0 = 760$ мм рт. ст.; $T_0 = 273$ °C), P и T – давление и температура воздуха, мм рт. ст. и К. Подстановка переменной плотности в уравнение (1.9) и разделение переменных P и z дают:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\rho_0}{P_0} \frac{T_0}{T} g dz, \quad (1.11)$$

что после интегрирования при граничном условии $P|_{z=0} = P_0$ приводит к так называемой барометрической формуле, соответствующей экспоненциальному уменьшению атмосферного давления с высотой подъема z от уровня Земли:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{\rho_0}{P_0} \frac{T_0}{T} g z\right), \quad (1.12)$$

справедливой, однако, лишь в тех пределах, в которых можно считать температуру воздуха неизменной по высоте.

На этом заканчивается краткое рассмотрение гидростатики несжимаемой и сжимаемой жидкостей. Дальнейший материал главы посвящен гидродинамике, т. е. задачам движения жидкостей по трубопроводам, технологическим аппаратам и в некоторых других условиях.

1.2. ВЯЗКОСТЬ РЕАЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Рассмотрим два слоя жидкости, находящиеся на бесконечно малом расстоянии dn и перемещающихся параллельно друг другу с различной скоростью w и $w + dw$ (рис. 1.3); поверхность слоев одинакова и равна S .

Часть молекул жидкости верхнего слоя вследствие их хаотического теплового движения попадают в нижний слой, который имеет несколько меньшую скорость общего направленного движения его молекул. Эти молекулы, обладая несколько большим значением импульса в горизонтальном направлении, сталкиваясь с молекулами нижнего слоя,



Рис. 1.3. К закону вязкого трения (1.13)

имеющими соответственно их скорости направленного горизонтального движения меньшее значение импульса в этом направлении, передают избыток импульса более "медленным" молекулам нижнего слоя. Этот эффект передачи избыточного импульса вызывает силу касательного напряжения между слоями, и верхний слой как бы тянет за собой медленный нижний слой. Аналогично "медленные" молекулы нижнего слоя, попадая вследствие теплового движения в верхний слой, оказывают на него тормозящую силу касательного напряжения. Анализ физики обмена импульсами между двумя смежными слоями жидкости методами молекулярно-кинетической теории газов приводит к следующему виду закона молекулярного вязкого трения:

$$F_{\text{тр}} = \mu S \frac{dw}{dn} \quad \text{или} \quad \sigma = \mu \frac{dw}{dn}, \quad (1.13)$$

где $F_{\text{тр}}$ – сила касательного трения между слоями, Н; $\sigma = F_{\text{тр}}/S$ – касательное напряжение трения, Н/м²; dw/dn – градиент скорости движения слоев в направлении \vec{n} , поперечном направлению вектора скорости \vec{w} ; μ – коэффициент вязкого трения жидкости – свойство текучего вещества, вызывающее появление касательного напряжения между смежными слоями, движущимися с различной скоростью.

Согласно *закону вязкого трения Ньютона* (1.13) коэффициент вязкого трения μ численно равен касательному напряжению трения σ при единичном градиенте скорости в поперечном направлении ($dw/dn = 1$), откуда следует его размерность: $[\mu] = [\sigma]/[dw/dn]$, т. е. в СИ (Н/м²)/[(м/с)/м] = Н · с/м² = Па · с.

Напомним, что в молекулярно-кинетической теории газов показано, что коэффициент вязкого трения идеальных газов пропорционален произведению средней скорости теплового движения молекул и средней длины свободного пробега молекул. Однако для капельных жидкостей и неидеальных газов значения коэффициентов вязкого трения не могут быть получены из теоретических соображений и их значения определяют по опытным данным. Экспериментальные измерения показывают, что большинство капельных жидкостей типа воды, не слишком концентрированных водных растворов, органических растворителей и т. п. при комнатных температурах имеют значения вязкостей примерно в 50 раз большие, чем вязкости большинства газов и паров. У капельных жидкостей вязкости уменьшаются по мере повышения температуры, а у газов и паров, наоборот, значения коэффициентов вязкого трения с ростом температуры увеличиваются.

Широкий класс жидкостей, как капельных, так и газов и паров, внутреннее трение в которых описывается законом вязкого

трения (1.13), называют *ньютоновскими жидкостями* в отличие от *неньютоновских* (некоторые капельные жидкости), трение в которых описывается несколько более сложными соотношениями (см. ниже).

1.3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКОВ

1.3.1. РАСХОД ЖИДКОСТИ И СРЕДНЯЯ СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ

Движение текучих сред по трубопроводам, каналам, через различного рода аппараты или иные устройства происходит под действием разности давлений, создаваемой, в свою очередь, работой специально используемых машин – *насосов, вентиляторов, газодувок, компрессоров* – или разностью уровней капельных жидкостей. Объем жидкости, протекающей через поперечное сечение потока в единицу времени, называют *объемным расходом* (V_c , м³/с). *Массовым расходом* (M_c , кг/с) называют массу жидкости, проходящую через сечение потока в единицу времени. Массовый и объемный расходы связаны через плотность вещества потока:

$$M_c = \rho V_c. \quad (1.14)$$

В инженерных расчетах часто используется понятие *расходной скорости потока* w , м/с, т. е. линейной скорости потока, усредненной по его поперечному сечению S (в м²):

$$w = V_c / S = M_c / (\rho S). \quad (1.15)$$

Из соотношений (1.15), называемых *уравнениями расхода*, следует тот очевидный факт, что чем меньше поперечное сечение потока, тем больше его средняя скорость. Уравнения расхода используются для определения средней скорости движения потоков жидкостей при заданных значениях расходов и поперечных сечений или для определения необходимых сечений, если заданы расход и скорость движения.

Стационарными (установившимися) потоками называют потоки с постоянными во времени значениями расхода (V_c , $M_c = \text{const}$); в таких потоках значения скоростей могут быть различными в зависимости от величины сечений потока, но во всех сечениях скорости неизменны во времени. В тех случаях, когда расходы жидкости изменяются во времени, то и значения средней скорости переменны во времени. Если, например, расход потока со временем увеличивается (разгон потока), то и скорости движения жидкости также увеличиваются пропорционально расходу потока. Такие переменные во времени потоки называют *нестационарными* или *неустановившимися*.

1.3.2. РЕЖИМЫ ДВИЖЕНИЯ ПОТОКОВ

Если в какую-либо точку сечения стационарного потока жидкости вводить подкрашенную жидкость, то при малых скоростях движения и высокой вязкости жидкости такая подкрашенная жидкость будет перемещаться внутри потока в форме четкой неразмываемой струйки по всей длине трубы (рис. 1.4, а). Такой характер течения жидкости называют *ламинарным (слоистым) режимом* течения, характерной чертой его является практическое отсутствие поперечного перемешивания слоев жидкости.

При больших скоростях и малых вязкостях жидкости характер течения становится совершенно иным: подкрашенная струйка жидкости энергично размешивается как в поперечном, так и в продольном направлениях, так что на небольшом расстоянии от точки ввода красителя поток основной жидкости оказывается практически равномерно окрашенным. Такой характер течения называют *турбулентным режимом*, в котором энергичное перемешивание вещества потока происходит за счет хаотически перемешивающихся в потоке объемчиков (глобул) вещества потока. Строго говоря, размывание красителя происходит и в ламинарном потоке за счет диффузии молекул красителя, но такое диффузионное перемешивание происходит с относительно малой интенсивностью по сравнению с очень мощным турбулентным перемешиванием.

Размеры турбулентно перемещающихся объемчиков различны: от размеров, сравнимых с диаметром трубопровода (крупномасштабная турбулентность), до нескольких долей миллиметра и менее, вплоть до размеров, имеющих порядок длин свободного пробега молекул (мелкомасштабная турбулентность).

Экспериментально установлено, что переход от ламинарного режима течения к турбулентному зависит не только от скорости потока (w) и вязкости жидкости (μ), но и от плотности жидкости (ρ) и диаметра трубопровода (d). Более того, оказывается, что режим

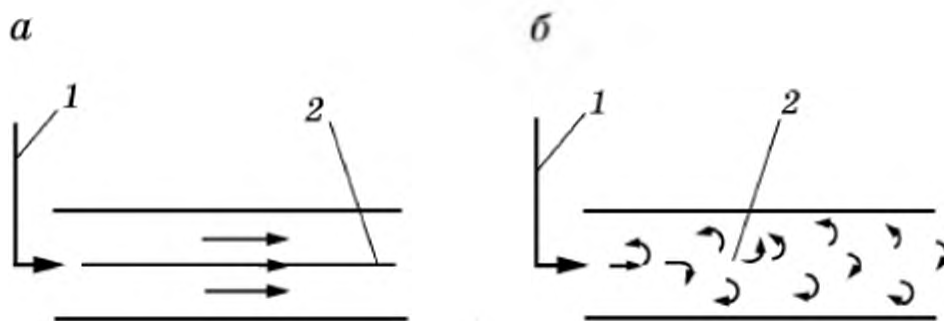
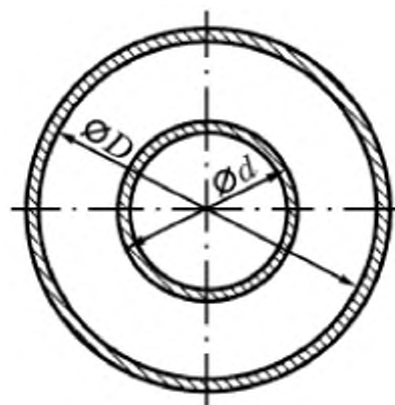


Рис. 1.4. Ламинарный (а) и турбулентный (б) режимы течения потока вязкой жидкости:

1 – подача подкрашенной жидкости; 2 – подкрашенная жидкость в потоке

Рис. 1.5. К вычислению эквивалентного диаметра канала кольцевого сечения по формуле (1.16)



течения однозначно зависит от определенной безразмерной комбинации перечисленных параметров потока, называемой числом или *критерием Рейнольдса*: $Re = wd\rho/\mu$.

При значениях Re ниже так называемого *критического числа Рейнольдса* $Re_{кр} = 2300$ поток в прямых трубопроводах остается ламинарным. При значениях $Re > 10^4$ режим носит характер *развитого турбулентного режима*. В интервале $2300 < Re < 10^4$ режим называется *переходным* и характеризуется не очень интенсивным турбулентным перемешиванием в потоке и некоторой неустойчивостью течения, спонтанно (самопроизвольно) переходящим из турбулентного режима в ламинарный и обратно.

При движении потоков по каналам некруглого поперечного сечения (прямоугольные, кольцевые и более сложные сечения) значение критического числа Рейнольдса $Re_{кр} = 2300$ сохраняется, если в качестве так называемого *эквивалентного диаметра* канала используется выражение

$$d_s = 4S/\Pi, \quad (1.16)$$

где S – поперечное сечение канала, m^2 ; Π – так называемый *смоченный периметр* канала, по которому вещество потока контактирует с внутренней поверхностью канала, m .

В качестве примера вычислим эквивалентный диаметр канала кольцевого сечения (рис.1.5):

$$d_s = 4\left[\frac{\pi}{4} D^2 - \frac{\pi}{4} d^2\right]/(\pi D + \pi d) = D - d.$$

Эквивалентный диаметр круглого трубопровода, согласно общему выражению (1.16), равен диаметру трубы:

$$d_s = 4 \frac{\pi}{4} d^2/(\pi d) = d.$$

1.4. УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ ПОТОКА

Уравнением неразрывности потока текучей среды называют закон сохранения массы вещества движущейся жидкости.

Для вывода уравнения неразрывности рассмотрим в декартовой системе координат элементарный объем $dv = dxdydz$, мысленно выделенный в произвольной точке $A(x, y, z)$ потока вещества с плотностью ρ (рис. 1.6). Закон сохранения массы запишем

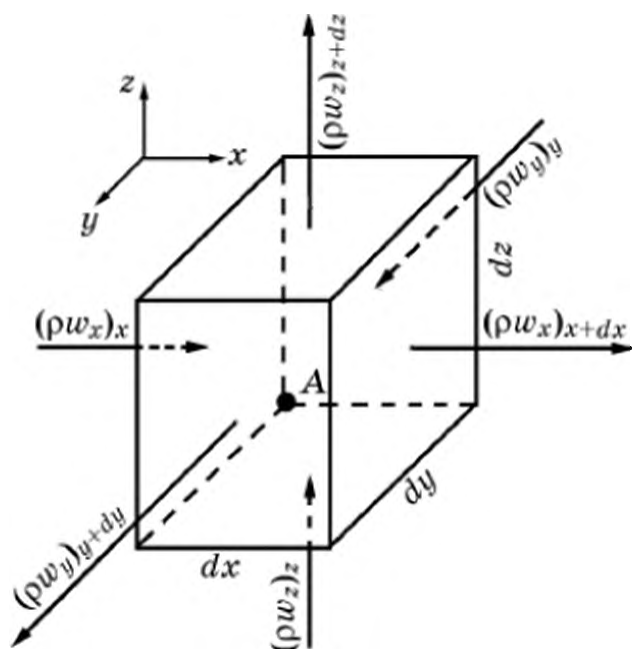


Рис. 1.6. К выводу уравнения неразрывности потока (1.19)

для нестационарного случая, имея в виду, что весь рассматриваемый объем dv полностью заполнен веществом потока:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} dv = \sum_{i=1}^6 dj_i. \quad (1.17)$$

Согласно уравнению (1.17) скорость изменения массы вещества в объеме (левая часть равенства) равна алгебраической сумме массовых расходов вещества dj_i , кг/с, входящих (положительные слагаемые) и выходящих (отрицательные слагаемые) через все шесть граней элементарного прямоугольного параллелепипеда со сторонами dx , dy и dz .

Величины элементарных расходов через бесконечно малые сечения (границ объема dv) записываются согласно уравнению расхода (1.15):

– входящие положительные расходы:

$$dj_x = (\rho w_x)_x dydz; \quad dj_y = (\rho w_y)_y dxdz; \quad dj_z = (\rho w_z)_z dxdy;$$

– выходящие отрицательные расходы:

$$dj_{x+dx} = (\rho w_x)_{x+dx} dydz; \quad dj_{y+dy} = (\rho w_y)_{y+dy} dxdz; \\ dj_{z+dz} = (\rho w_z)_{z+dz} dxdy,$$

где w_x , w_y и w_z – проекции вектора скорости потока \vec{w} на соответствующие оси координат; индексы у массовых потоков (ρw) (кг/(м² · с)) соответствуют местоположениям граней, через которые рассматривается тот или иной поток; скалярная величина плотности вещества ρ и проекции скорости потока на каждой грани в общем случае могут иметь различные значения.

Выражения для элементарных расходов вещества с соответствующими знаками подставляются в уравнение (1.17):

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} dv = [(\rho w_x)_x - (\rho w_x)_{x+dx}] dydz + [(\rho w_y)_y - (\rho w_y)_{y+dy}] dxdz + \\ + [(\rho w_z)_z - (\rho w_z)_{z+dz}] dxdy. \quad (1.18)$$

Далее следует математическое преобразование уравнения сохранения массы (1.18), аналогичное тому, которое проводилось при выводе уравнения гидростатики (1.6). Величины массовых потоков в точках с приращениями аргументов представляются первыми двумя слагаемыми формулы (8) разложения функций в степенной ряд Тейлора по приращению каждого из аргументов:

$$(\rho w_x)_{x+dx} = (\rho w_x)_x + \left. \frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} \right|_x dx;$$

$$(\rho w_y)_{y+dy} = (\rho w_y)_y + \left. \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} \right|_y dy;$$

$$(\rho w_z)_{z+dz} = (\rho w_z)_z + \left. \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right|_z dz.$$

Результаты разложений подставляются в уравнение сохранения (1.18); при этом входящие потоки уничтожаются с первыми, основными слагаемыми выходящих потоков, а элементарное приращение координаты, по которой проводилось разложение в ряд, дополняет величину перпендикулярной каждому из потоков площадке до полного объема $dv = dxdydz$. После сокращения общего множителя dv , отбрасывания ненужных теперь индексов x , y и z у производных (все три индекса теперь относятся к одной произвольной точке $A(x, y, z)$) получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} = 0, \quad \text{или} \quad \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \vec{w}) = 0, \quad (1.19)$$

где используется понятие дифференциального оператора дивергенции (расходимости) $\operatorname{div} \vec{w} = \partial w_x / \partial x + \partial w_y / \partial y + \partial w_z / \partial z$ применительно к вектору (ρw) .

Физическое содержание уравнения неразрывности (1.19), как и уравнений (1.17) и (1.20), соответствует закону сохранения общей массы вещества потока.

В частном случае, когда жидкость можно считать несжимаемой $\rho = \text{const}$, $\partial \rho / \partial \tau = 0$, постоянная плотность выносится за знаки производных и сокращается, уравнение неразрывности упрощается:

$$\operatorname{div} \vec{w} = 0, \quad \text{или} \quad \partial w_x / \partial x + \partial w_y / \partial y + \partial w_z / \partial z = 0. \quad (1.20)$$

В этом частном случае стационарного ($\partial \rho / \partial \tau = 0$) течения несжимаемой жидкости физический смысл уравнения (1.20) становится предельно простым: сколько жидкости входит в любую точку, мысленно выделенную внутри потока, столько жидкости из нее и выходит.

Теперь рассмотрим стационарное ($\partial \rho / \partial \tau = 0$) течение потока только в одном направлении x . Тогда $w_y = w_z = 0$, и из уравнения (1.19) следует $\partial(\rho w_x) / \partial x = 0$, или $(\rho w_x) = \text{const}$. Поскольку движение направлено только по оси x , то необходимость в индексе отпадает и можно сделать замену $w_x \rightarrow w$. Следовательно, произведение плотности на скорость (ρw) есть величина, не зависящая от единственной координаты x .

Интегрирование величины (ρw) по любому из сечений S канала

$$\text{дает массовый расход вещества потока: } M_c = \int_0^S (\rho w) dS = (\rho w)S.$$

Таким образом, для стационарного течения сжимаемой жидкости имеем *интегральную форму уравнения неразрывности* потока

$$M_c = \rho w S = \text{const.} \quad (1.21)$$

Для несжимаемой жидкости с неизменной плотностью $\rho = \text{const}$ из (1.21) следует

$$w S = \text{const.} \quad (1.22)$$

Простые соотношения (1.21) и (1.22) называют *уравнениями расхода*; согласно (1.21) произведение средней по сечению скорости потока на плотность жидкости и на поперечное сечение остается постоянным для любого сечения канала, а для несжимаемой жидкости постоянным остается произведение скорости потока на его сечение.

1.5. УРАВНЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ (УРАВНЕНИЕ НАВЬЕ – СТОКСА)

В предыдущих разделах гидродинамики величина скорости жидкости полагалась известной. Однако значение самой скорости в большинстве случаев зависит от ряда внешних и внутренних, влияющих на движущуюся жидкость величин.

В настоящем разделе выведем дифференциальное уравнение, связывающее компоненты скорости в каждой точке потока жидкости с теми величинами, которые влияют на скорость движения. Вывод проведем в наиболее простой прямоугольной системе координат. Для простоты рассматривается движение только несжимаемой ($\rho = \text{const}$) жидкости.

Как и всякое движение, перемещение вязкой жидкости описывается общим законом сохранения количества движения (1.1), которое здесь будет применено к бесконечно малому произвольному объему dv несжимаемой жидкости:

$$\rho \frac{\partial \vec{w}}{\partial \tau} dv = \sum_i d\vec{f}_i. \quad (1.23)$$

Согласно уравнению (1.23) скорость изменения количества движения во времени $dm(d\vec{w}/d\tau)$ равна векторной сумме сил $d\vec{f}_i$, действующих на массу $dm = \rho dv$; естественно, что и силы $d\vec{f}_i$, действующие на массу жидкости в элементарном объеме dv , также бесконечно малы.

Вывод уравнения движения состоит в расшифровке конкретного вида сил, действующих на бесконечно малую массу ρdv вязкой движущейся жидкости в произвольной точке потока.

Отметим, что предстоящий вывод уравнения движения вязкой жидкости представляет собой наиболее сложный вывод из всех

дифференциальных уравнений в этом учебном пособии; однако полезно обратить внимание на то, что, во-первых, физический смысл исходного закона сохранения количества движения (1.23) и форма его записи аналогичны ранее использованному закону сохранения массы (1.17) и общему закону сохранения (1), а алгоритм вывода уравнения тот же, что и при выводе дифференциального уравнения неразрывности потока (1.19). Это замечание останется справедливым и для последующих выводов дифференциальных уравнений переноса теплоты и примеси вещества в главах 3 и 5.

Вновь в декартовой системе координат x, y, z рассматривается прямоугольный параллелепипед объемом $dv = dxdydz$, расположенный в произвольной точке $A(x, y, z)$ (рис. 1.7). На массу движущейся жидкости $dm = \rho dv$, одновременно находящуюся в объеме dv , действуют три силы. Объемная сила тяжести $\rho \vec{G}$, где $\vec{G}(X, Y, Z)$ – ускорение силы тяжести с компонентами X, Y, Z ; поверхностная сила, связанная с различными давлениями по граням параллелепипеда. Эти две силы подробно рассмотрены при выводе системы уравнений (1.6) гидростатики. Третьей группой сил, действующих на массу движущейся жидкости, являются силы вязкого трения. Это тоже поверхностные силы, которые действуют на грани параллелепипеда со стороны жидкости, движущейся с иными скоростями вдоль этих граней вне рассматриваемого объема.

На рис 1.7 показаны касательные напряжения трения σ_{yx} и σ_{zx} при координатах точки A и в точках с приращениями координат, действующие на грани параллелепипеда только вдоль оси x ; таких напряжений четыре, и на рисунке их направления показаны для случая, когда величины компонент скорости движения вдоль оси x вне элементарного объема в направлениях y и z возрастают.

Аналогичные четыре касательных напряжения трения σ_{xy} и σ_{zy} и еще четыре σ_{xz} и σ_{yz} при координатах точки A и в точках с приращениями координат не показаны, чтобы не загромождать рисунок.

Запишем алгебраическую сумму касательных напряжений, действующих в направлении x :

$$(\sigma_{yx}|_{y-dy} - \sigma_{yx}|_y)dxdz + (\sigma_{zx}|_{z+dz} - \sigma_{zx}|_z)dxdy,$$

где площади элементарных граней, перпендикулярных осям y и z , по которым действуют пары напряжений σ_{yx} и σ_{zx} , одинаковы и поэтому вынесены за скобки.

Индексы при напряжениях означают следующее: первый индекс указывает на ось, перпендикулярно которой расположена площадка (грань), по которой действует рассмат-

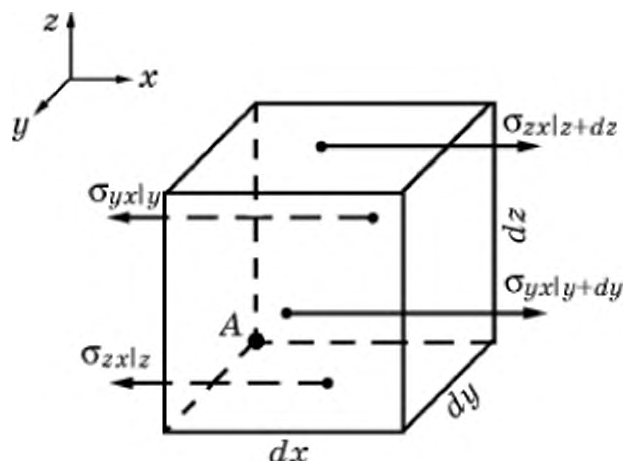


Рис. 1.7. К выводу уравнения ламинарного движения (1.29)

риваемое напряжение; второй индекс указывает направление действия напряжения; третий индекс (за вертикальной чертой) соответствует координате, при которой рассматривается напряжение.

Согласно общему алгоритму вывода дифференциальных уравнений переноса в сплошных средах значения напряжений при координатах с приращениями аргументов представляются двумя первыми слагаемыми разложений функций в ряд Тейлора (8):

$$\sigma_{yx}|_{y+dy} = \sigma_{yx}|_y + \left. \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} \right|_y dy; \quad \sigma_{zx}|_{z+dz} = \sigma_{zx}|_z + \left. \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right|_z dz.$$

Подстановка результатов разложения в предыдущую сумму напряжений, направленных вдоль оси x , сокращение отрицательных напряжений (в точках без приращений аргументов) с первыми слагаемыми положительных напряжений (в точках с приращениями) и объединение величин площадок $dx dz$ и $dx dy$ с дифференциалами dy и dz , по которым произведено разложение в ряд, в величину объема $dx dy dz = dv$ дает следующий результат:

$$\left(\left. \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right| \right) dv, \quad (1.24)$$

где индексы y и z (за вертикальной чертой) опущены, поскольку теперь они соответствуют координатам только произвольной точки $A(x, y, z)$.

Аналогично получаются выражения для разностей положительных и отрицательных напряжений по осям y и z :

$$\left(\left. \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} \right| \right) dv \quad \text{и} \quad \left(\left. \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} \right| \right) dv. \quad (1.25)$$

Подстановка полученных выражений (1.24) и (1.25) в закон сохранения количества движения (1.23), записанный отдельно для каждой из компонент скорости по осям x , y и z соответственно, приводит к следующей системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \rho \frac{dw_x}{d\tau} &= \rho X - \frac{\partial P}{\partial x} + \left(\left. \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} \right| \right); \\ \rho \frac{dw_y}{d\tau} &= \rho Y - \frac{\partial P}{\partial y} + \left(\left. \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} \right| \right); \\ \rho \frac{dw_z}{d\tau} &= \rho Z - \frac{\partial P}{\partial z} + \left(\left. \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} \right| + \left. \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} \right| \right). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Два первых слагаемых в каждой из правых частей системы уравнений (1.26) соответствуют уравнениям гидростатики (1.6) (при равенстве нулю слагаемых, содержащих компоненты скоростей и напряжений вязкого трения, в свою очередь зависящих от компонент скоростей) и потому здесь подробно не выводятся.

Система уравнений (1.26) называется *уравнениями ламинарного движения вязкой жидкости в напряжениях*.

Величины касательных напряжений трения представляются через поперечные градиенты компонент скоростей, согласно закону вязкого трения Ньютона (1.13):

$$\begin{aligned}\sigma_{zx} &= \mu \frac{\partial w_x}{\partial z}; \quad \sigma_{yx} = \mu \frac{\partial w_x}{\partial y}; \quad \sigma_{xy} = \mu \frac{\partial w_y}{\partial x}; \quad \sigma_{zy} = \mu \frac{\partial w_y}{\partial z}; \\ \sigma_{xz} &= \mu \frac{\partial w_z}{\partial x}; \quad \sigma_{yz} = \mu \frac{\partial w_z}{\partial y}.\end{aligned}$$

Подстановка выражений для напряжений в систему уравнений (1.26) приводит к появлению вторых производных в слагаемых, соответствующих силам вязкого трения:

$$\begin{aligned}\frac{dw_x}{d\tau} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right); \\ \frac{dw_y}{d\tau} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right); \\ \frac{dw_z}{d\tau} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right),\end{aligned}\tag{1.27}$$

где $\nu = \mu/\rho$ – *кинематическая вязкость* вещества потока, м²/с.

В выражения для ускорений вязкого трения добавлены (без вывода) слагаемые $\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2}$, $\frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2}$ и $\frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2}$ в первое, второе и третье уравнения

системы (1.27) соответственно. Эти слагаемые учитывают дополнительные к рассмотренным выше касательные напряжения, возникающие при деформации рассматриваемого на рис. 1.7 параллелепипеда под воздействием пар сил.

Сумма вторых производных компонент скорости может быть записана компактно через дифференциальный оператор Лапласа $\nabla^2 w_x$, $\nabla^2 w_y$ и $\nabla^2 w_z$ соответственно.

Левые части уравнений системы (1.27) представляют собой полные ускорения жидкости по соответствующим осям. Поскольку искомые компоненты скоростей в общем случае являются функциями времени (τ) и координат (x, y, z), то полные производные функций четырех переменных запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{dw_x}{d\tau} &= \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial w_x}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial w_x}{\partial z} \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z}; \\ \frac{dw_y}{d\tau} &= \frac{\partial w_y}{\partial \tau} + \frac{\partial w_y}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial w_y}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial w_y}{\partial z} \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial w_y}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z}; \\ \frac{dw_z}{d\tau} &= \frac{\partial w_z}{\partial \tau} + \frac{\partial w_z}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial w_z}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \frac{dz}{d\tau} = \frac{\partial w_z}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z},\end{aligned}\tag{1.28}$$

где использованы известные из курсов физики и теоретической механики кинематические соотношения $dx/d\tau = w_x$; $dy/d\tau = w_y$; $dz/d\tau = w_z$; первые слагаемые правых частей уравнений $\partial w_x/\partial \tau$, $\partial w_y/\partial \tau$ и $\partial w_z/\partial \tau$ – локальные, частные производные компонент скорости по времени – характеризуют степень нестационарности движения потока, т. е. ускорение жидкости в каждой точке вследствие ускорения (замедления при отрицательных значениях локальных производных) потока.

Группа трех последних слагаемых каждого из уравнений системы (1.28) – так называемые *конвективные (субстанциональные) ускорения* – соответствуют ускорениям жидкости за счет перемещения отдельных ее элементов из одной точки в другую, где скорость жидкости иная.

Смысл различных слагаемых общего ускорения можно проиллюстрировать на простом примере движения потока в трубопроводе, например, непрерывно сужающегося сечения. Так, при постоянном расходе несжимаемой жидкости ($V_c = \text{const}$) локальное ускорение потока равно нулю ($\partial w_x/\partial \tau = 0$) в любой точке внутри потока, но жидкость в каждой точке сужающегося потока ускоряется вследствие перемещения ее в более узкую часть трубопровода, где согласно уравнению расхода (1.15) ее скорость больше, чем в предыдущем сечении. (Если бы трубопровод, наоборот, расширялся по ходу движения потока, то по той же причине конвективное ускорение было бы отрицательной величиной, т. е. $\partial w_x/\partial x < 0$.) Если в сужающемся трубопроводе поток не постоянный, а, например, во времени возрастает, то помимо конвективного положи-

тельного ускорения $\left[w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} > 0 \right]$ появится и локальное положительное ускорение $\left[\frac{\partial w_x}{\partial \tau} > 0 \right]$. В трубопроводе постоянного сечения поток может

иметь ускорение только за счет нестационарного расхода ($V_c = \text{var}$), а конвективные ускорения тождественно равны нулю.

Подстановка ускорений в развернутом виде (1.28) по отдельным осям декартовых координат в уравнения (1.27) дает окончательную форму уравнений ламинарного движения потока:

$$\begin{cases} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 w_x; \\ \frac{\partial w_y}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla^2 w_y; \\ \frac{\partial w_z}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla^2 w_z. \end{cases} \quad (1.29)$$

Система уравнений Навье – Стокса (1.29) может быть записана в компактной форме: в виде одного векторного уравнения:

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial \tau} + [\vec{w}, \text{grad}], \quad \vec{w} = \vec{G} - \frac{1}{\rho} \text{grad} P + \nu \nabla^2 \vec{w}, \quad (1.30)$$

где использована символическая форма записи конвективных слагаемых ускорения в виде формального двойного скалярного

произведения (\vec{w} , grad), \vec{w} и еще одна символическая запись оператора Лапласа, примененного к вектору скорости $\nabla^2 \vec{w}$.

Физический смысл системы уравнений (1.29) остается аналогичным смыслу уравнения (1.23): это равенство полного ускорения алгебраической сумме ускорений действующих в потоке жидкости сил тяжести, разности давления и вязкого трения. Лишь в отличие от уравнений (1.23) и (1.30) в каждом уравнении системы (1.29) записаны проекции полных ускорений и сил, действующих на жидкость, на оси координат.

Дифференциальные уравнения в частных производных второго порядка (1.29) содержат нелинейные слагаемые (конвективные слагаемые полных ускорений) и поэтому в общем случае не могут быть решены аналитическими методами. Возможны решения лишь для некоторых, предельно простых случаев течения; один такой относительно простой пример рассматривается ниже (см. п. 1.8).

При анализе конкретных задач течения жидкостей в трубопроводах или в технологических аппаратах часто рассматриваются некоторые частные случаи. Так, для стационарных потоков тождественно равны нулю все частные производные компонент скоростей по времени $\partial w_x / \partial \tau = \partial w_y / \partial \tau = \partial w_z / \partial \tau = 0$. Значительно упрощается система уравнений (1.29) для потоков так называемой *идеальной жидкости*, не обладающей свойством вязкого трения ($\mu = 0$, $\nu = 0$); для такой жидкости равны нулю последние слагаемые правых частей уравнений (1.29), что понижает порядок дифференциальных уравнений со второго до первого, но не ликвидирует нелинейность этих уравнений. С некоторым допущением идеальными жидкостями (не путать с принятым в молекулярно-кинетической теории газов понятием идеального газа, который обладает свойством вязкого трения) можно полагать, например, разреженные газы, обладающие малыми значениями коэффициентов вязкого трения, на течение которых силы вязкого трения практически не оказывают влияния по сравнению с другими силами. К сожалению, и упрощенные уравнения движения идеальной жидкости (так называемые *уравнения Эйлера*) могут быть аналитически решены также лишь в самых простых случаях, далеко не исчерпывающих практические задачи гидромеханики.

1.6. УРАВНЕНИЕ БАЛАНСА МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПОТОКА (УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ)

1.6.1. ИДЕАЛЬНАЯ ЖИДКОСТЬ

Рассматривается частный случай стационарного вертикального движения идеальной жидкости. Это означает, что одномерный поток при установившемся течении не совершает работу против отсутствующих в идеальной жидкости сил трения.

Уравнения движения (1.29) согласно принятым допущениям существенно упрощаются. Действительно, стационарность течения означает тождественное равенство нулю производных компонент скоростей по времени, и, таким образом, первые слагаемые левых частей системы уравнений (1.29) отсутствуют. Поскольку движение совершается только по вертикали, то проекции скорости на горизонтальные оси координат тождественно равны нулю ($w_x = w_y = 0$ и можно произвести замену $w_z \rightarrow w$). Проекции ускорения силы тяжести X и Y по той же причине также равны нулю, а $Z = -g$ (ось z направлена вверх, против ускорения g силы тяжести). Градиенты давления по горизонтальным осям $\partial P/\partial x$ и $\partial P/\partial y$ также отсутствуют, и в итоге при $v = 0$ система уравнений (1.29) упрощается до простого дифференциального уравнения в полных производных:

$$w \frac{dw}{dz} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz}, \quad \text{или} \quad \frac{d}{dz} \left(\frac{w^2}{2} + gz + \frac{1}{\rho} P \right) = 0, \quad (1.31)$$

где частные производные скорости и давления заменены на полные производные, поскольку из четырех переменных x , y , z и t системы (1.29) в рассматриваемом частном случае остается только вертикальная координата z .

Равенство нулю производной от выражения в скобках означает постоянство суммы трех слагаемых $(w^2/2 + gz + P/\rho) = \text{const}$, или после почленного умножения на плотность

$$\rho w^2/2 + \rho gz + P = \text{const}. \quad (1.32)$$

По физическому смыслу каждое из слагаемых *уравнения Бернулли* для идеальной жидкости (1.32) соответствует удельной объемной энергии жидкости, что следует из размерности каждого из слагаемых:

$$[\rho w^2/2] = \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \frac{\text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3};$$

$$[\rho gz] = \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \frac{\text{м}}{\text{с}^2} \text{м} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \frac{\text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3};$$

$$[P] = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \frac{1}{\text{м}^2} \frac{\text{м}}{\text{м}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \frac{\text{м}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3}.$$

Таким образом, первое слагаемое уравнения (1.32) соответствует кинетической энергии единицы объема (1 м^3) движущейся со скоростью w жидкости; второе слагаемое – потенциальной энергии

Рис. 1.8. Виды механической (*а* – потенциальная, *б* – кинетическая) энергии и общая (*в*) энергия потока идеальной жидкости

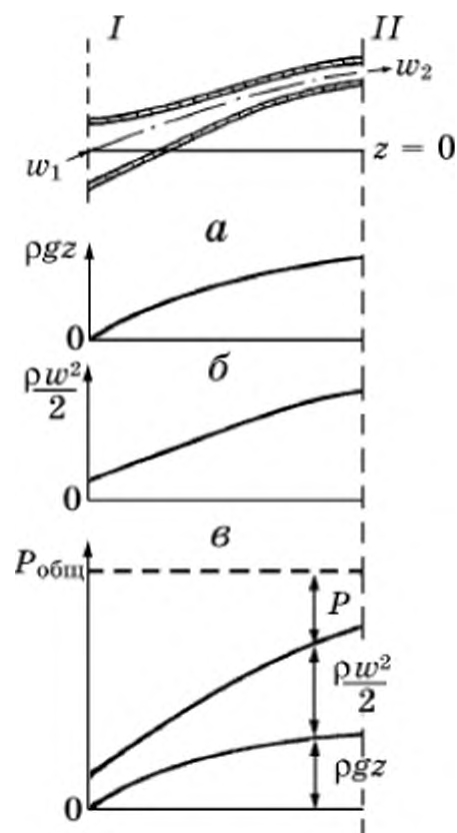
подъема 1 м^3 жидкости в поле силы тяжести на высоту z ; третье слагаемое представляет собой удельную энергию сжатия 1 м^3 жидкости, а общий смысл уравнения Бернулли состоит в том, что при движении идеальной жидкости, не обладающей свойством вязкого трения, суммарная механическая энергия потока постоянна по ходу движения потока.

При этом один вид механической энергии может переходить в другой и обратно. Так, при подъеме жидкости увеличивается ее потенциальная энергия подъема, но при этом сумма кинетической энергии движения и потенциальной энергии сжатия должна соответственно уменьшиться так, чтобы общая сумма всех трех видов энергии осталась прежней. Таким образом, полная механическая энергия, с которой идеальная жидкость входит в некоторую гидравлическую систему, сохраняет свою суммарную величину в любом сечении потока, в том числе и на выходе из системы.

Можно показать, что вывод уравнения сохранения механической энергии (1.32), выполненный для вертикального потока, справедлив для более общего случая движения идеальной жидкости.

На рис. 1.8 представлена графическая иллюстрация уравнения Бернулли для сужающегося трубопровода, по которому слева направо поднимается поток идеальной жидкости. Суммарная механическая энергия потока $P_{\text{общ}} = \rho w^2/2 + \rho g z + P$ сохраняет свое значение (*в*); кинетическая энергия увеличивается вследствие сужения сечения трубопровода (*б*); потенциальная энергия подъема также возрастает (*а*); увеличение этих двух видов энергии приводит к тому, что энергия сжатия по мере продвижения жидкости по трубопроводу в рассматриваемом примере уменьшается (*в*).

Уравнение Бернулли часто записывается в форме *удельных энергий*, отнесенных к единице массы движущейся жидкости, для чего нужно разделить все слагаемые уравнения (1.32) на плотность вещества потока:



$$\frac{w^2}{2} + gz + \frac{P}{\rho} = \text{const}, \quad \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} = \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (1.32a)$$

Еще один, часто используемый вид уравнения Бернулли – это сохранение механической энергии потока в форме *гидравлических напоров*:

$$\frac{w^2}{2g} + z + \frac{P}{\rho g} = \text{const}, \quad \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \frac{\text{с}^2}{\text{м}} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кг}} \frac{\text{с}^2}{\text{м}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{м}}{\text{с}^2 \cdot \text{кг}} \frac{\text{с}^2}{\text{м}} = \text{м}. \quad (1.32б)$$

Уравнение Бернулли для движущейся идеальной жидкости может быть записано в форме равенства суммарных механических энергий потока для двух сечений потока:

$$\frac{\rho w_1^2}{2} + \rho g z_1 + P_1 = \frac{\rho w_2^2}{2} + \rho g z_2 + P_2. \quad (1.32в)$$

Все формы представления уравнения Бернулли для идеальной жидкости (1.32) – (1.32в) соответствуют одному и тому же физическому факту сохранения суммарной механической энергии потока идеальной жидкости.

1.6.2. ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЙ (УДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ) В ПОТОКЕ

Удельные механические энергии в потоке движущейся жидкости, представленные в уравнении Бернулли (1.32)–(1.32в), могут быть непосредственно измерены относительно простыми средствами.

На рис. 1.9 показаны способы измерения статического ($h_{\text{ст}} = P_{\text{ст}}/\rho g$) и суммарного статического и скоростного ($h_{\text{ст}} + h_{\text{ск}} = P_{\text{ст}}/\rho g + w^2/2g$) напоров, пропорциональных удельной энергии статического сжатия и суммарной удельной энергии статического сжатия и кинетической энергии соответственно.

Измерительные устройства представляют собой трубочки относительно малого диаметра (обычно это тонкостенные трубочки диаметром несколько миллиметров). В трубочке, вставленной в стенку трубопровода перпендикулярно направлению движения потока, жидкость поднимается на высоту,

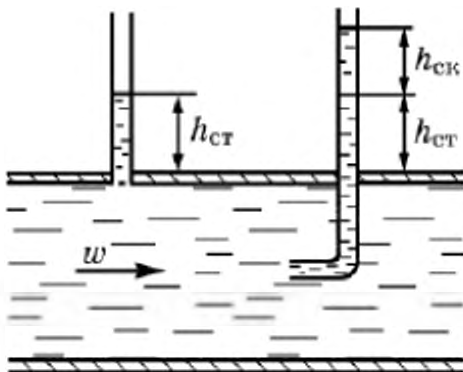


Рис. 1.9. Измерение статического и полного напоров в потоке

равную статическому напору $h_{ст}$. При этом важно, чтобы конец измерительной трубочки был вставлен в стенку трубопровода заподлицо, без каких-либо выступов, которые могли бы вызвать местное (локальное) возмущение потока и исказили бы измеряемую величину статического напора; поток не должен «ощущать» наличия измерительной трубочки в стенке трубопровода.

Суммарный, т. е. статический плюс скоростной (динамический), напор измеряется с помощью аналогичной трубочки, но расположенной одним из открытых концов навстречу потоку. Такая трубка воспринимает от потока не только статический, но одновременно и скоростной напор ($h_{ск}$), т. е. величину $h_{ст} + h_{ск}$, поскольку та струйка потока, которая набегаёт на открытый конец измерительной трубки, теряет свою скорость, и её удельная кинетическая энергия движения локально превращается в дополнительную (к имеющейся статической энергии сжатия в потоке) статическую энергию, воспринимаемую жидкостью внутри изогнутой измерительной трубки.

Значения измеренных таким образом статического и суммарного (полного) напоров могут быть пересчитаны в соответствующие давления:

$$P_{ст} = \rho g h_{ст} \text{ и } P_{ст} + P_{ск} = \rho g h_{ст} + \rho w^2 / 2.$$

Вычисленные значения статического и полного напоров дают возможность определить величину скоростного давления

$$P_{ск} = (P_{ст} + P_{ск}) - P_{ст} = \rho w^2 / 2,$$

откуда находится локальная скорость потока:

$$w = \sqrt{2P_{ск} / \rho}. \quad (1.33)$$

Скорость можно вычислить и непосредственно через измеренные значения статического и полного напоров:

$$(h_{ст} + h_{ск}) - h_{ст} = w^2 / 2g,$$

откуда

$$w = \sqrt{2gh_{ск}}. \quad (1.33a)$$

1.6.3. СКОРОСТНАЯ ТРУБКА (ТРУБКА ПИТО – ПРАНДТЛЯ)

Величину локальной (местной) скорости в потоке (точнее – связанную со скоростью величину скоростного напора) измеряют с помощью специального устройства, состоящего из двух концентрических трубочек относительно небольшого диаметра (рис. 1.10). Центральная трубочка, располагаемая навстречу вектору скорости потока \vec{w} , воспринимает из потока полное давление ($P_{ст} + P_{ск}$), а

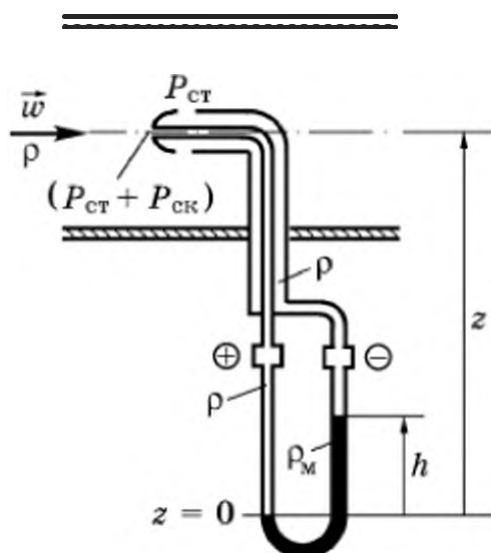


Рис. 1.10. Измерение скоростного напора с помощью скоростной трубки и дифференциального манометра

боковые отверстия на наружной трубке – только статическое давление $P_{ст}$. Дифференциальный (разностный) манометр, подключаемый к трубкам статического (\ominus) и общего (\oplus) давлений, показывает величину h , пропорциональную величине скоростного давления.

Поскольку в дифференциальный манометр обычно заливается манометрическая жидкость, плотность которой ρ_m отличается от плотности ρ вещества потока, то формула для расчета скорости по показанию h дифманометра должна быть получена с учетом разности этих плотностей.

Рассмотрим баланс сил, действующих на манометрическую жидкость, расположенную в изогнутой части дифференциального манометра ниже уровня $z = 0$. Условие неподвижности этой части манометрической жидкости означает равенство давлений, действующих на левый и правый ее уровни:

$$(P_{ст} + P_{ск}) + \rho g z = P_{ст} + \rho g(z - h) + \rho_m g h, \quad (1.34)$$

где первое слагаемое левой части – это общее давление, воспринимаемое центральной трубкой из потока (см. рис. 1.10); второе слагаемое – гидростатическое давление вещества потока плотностью ρ , заполняющего центральную трубку; первое слагаемое правой части – это статическое давление, воспринимаемое отверстиями (отверстиями) наружной трубки; второе слагаемое – гидростатическое давление вещества потока (плотностью ρ), заполняющего кольцевое пространство скоростной трубки, и последнее слагаемое – гидростатическое давление столбика манометрической жидкости высотой h .

После очевидных упрощений величина скоростного давления оказывается пропорциональной разности плотностей $(\rho_m - \rho)$ и показаниям дифманометра: $P_{ск} = (\rho_m - \rho)gh$. Подставляя сюда выражение для скоростного давления $P_{ск} = \rho w^2/2$, получим расчетную формулу для вычисления локального значения скорости потока:

$$w = \sqrt{2g \frac{\rho_m - \rho}{\rho} h}. \quad (1.35)$$

Поскольку открытый конец центральной трубки воспринимает локальное скоростное давление, зависящее от величины скоро-

сти потока в том месте, где располагается этот конец трубки, то и формула (1.35) дает значение локальной скорости потока. Это обстоятельство позволяет измерять поля скоростей путем простого перемещения скоростной трубки из одной точки потока в другую.

Существенно, что во внутренних пространствах и центральной и наружной трубочек вещество потока находится в неподвижном состоянии, поскольку со стороны потока открытые концы обеих трубочек подпираются полным и статическим давлениями в потоке, а со стороны дифференциального манометра концы трубочек заперты неподвижной манометрической жидкостью. Это обстоятельство позволяет измерять скоростное давление, а следовательно, и вычислять по формуле (1.35) локальные скорости не только идеальной, но и реальной жидкости, обладающей свойством вязкого трения.

1.6.4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ В ПОТОКАХ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Простота устройства скоростной трубки позволяет изготавливать ее из весьма тонких, тонкостенных трубочек диаметром наружной трубки до полумиллиметра и менее. Малые диаметры скоростных трубок дают возможность проводить измерения локальных скоростей потоков вблизи твердых поверхностей, где изменения скоростей вязких жидкостей могут быть значительными на малых расстояниях. Главное, что трубочки малого размера своим присутствием не вносят заметных искажающих возмущений в параметры измеряемых потоков. Разумеется, в потоках большого поперечного размера диаметры скоростных трубок также могут быть значительными (обычно до 10–12 мм). Однако проводить измерения скоростей с помощью трубок диаметром до 10–12 мм (промышленно выпускаемые скоростные трубки для газоходов, парогенераторов и вентиляционных каналов) вблизи твердых поверхностей, на расстояниях, равных наружному диаметру измерительной трубки, не рекомендуется, поскольку наличие самой трубки может в значительной мере исказить исследуемое поле скоростей.

Результаты измерения локальных скоростей в ламинарном потоке вязкой жидкости в прямой круглой трубе на расстоянии более 40–50 диаметров от ее входа показывают, что максимальное значение скорости жидкости имеет место на оси трубопровода (рис. 1.11), а по мере приближения точки измерения к стенке трубопровода скорость потока монотонно уменьшается, стремясь к нулю на самой стенке трубопровода. Разумеется, непосредственно получить приближающиеся к нулевым значения скорости

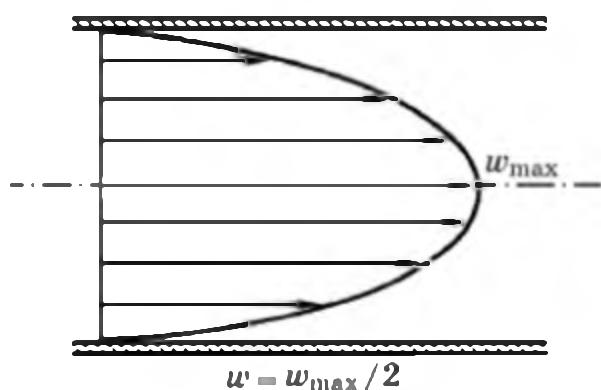


Рис. 1.11. Параболическое распределение скорости в ламинарном потоке при течении вязкой жидкости в прямой круглой трубе постоянного сечения

вязкой жидкости в непосредственной близости к стенке оказывается невозможным, во-первых, вследствие отмеченного эффекта

искажения истинной локальной скорости вблизи стенки самой трубкой и, во-вторых, потому, что точность отсчета малых скоростей с помощью скоростной трубки и подключенного к ней дифференциального манометра (см. рис. 1.10) не позволяет надежно находить скорости, например, воздуха или близких ему по плотности газов или паров менее нескольких метров в секунду. Последнее обстоятельство связано с тем, что показания дифференциального манометра при этом не превышают нескольких миллиметров водяного столба и такие измерения могут вносить значительную дополнительную погрешность.

Существующие методы повышения точности измерения показаний дифманометра в формуле (1.35) при попытках измерения малых скоростей не дают существенного улучшения результатов. Впрочем, имеется достаточное количество косвенных данных, позволяющих утверждать, что скорость вязкой жидкости всегда стремится к нулю на самой неподвижной поверхности. Иными словами, первый монослой молекул вещества потока адсорбируется стенкой и как бы прилипает к ее поверхности, и лишь следующие слои вещества потока получают сначала небольшую, а затем все большую и большую возможность скользить по близлежащим к стенке слоям вещества потока.

Равенство нулю скорости вязкой жидкости не только на стенке трубопровода (канала), но и на любой неподвижной поверхности, находящейся в потоке движущейся вязкой среды, настолько существенно при решении многих теоретических и практических задач гидромеханики, что это условие называют *основным постулатом гидромеханики вязкой жидкости*.

Многочисленные измерения локальных скоростей ламинарных потоков ($Re = wd/\nu < 2300$) в прямых круглых трубах различного диаметра с жидкостями различных значений вязкости и плотности неизменно указывают на наличие симметричного профиля скорости потока (см. рис. 1.11) в форме параболоида вращения, причем для труб круглого сечения среднее расходное значение скорости потока $w = V_c/S$, где V_c и S – объемный расход потока и поперечное сечение потока, m^3/c и m^2 , оказывается точ-

но в два раза меньше, чем максимальная скорость w_{\max} на оси потока: $w = w_{\max}/2$. Вывод параболического профиля скорости для ламинарного потока в круглой трубе будет приведен далее (см. разд. 1.8.1) в качестве примера аналитического решения уравнения движения (1.29).

Сейчас же рассмотрим результаты измерения скоростей потоков вязких жидкостей с помощью скоростной трубки Пито – Прандтля при развитом турбулентном режиме течения, соответствующем значениям чисел $Re > 10^4$.

Профиль локальных скоростей при турбулентном характере движения оказывается качественно отличным от параболического ламинарного профиля, который описывается одной сравнительно простой формулой (1.54). Во-первых, турбулентный поток (здесь и далее рассматриваемый как и в ламинарном случае установившимся, т. е. на расстоянии не менее 40–50 внутренних диаметров трубы) четко разделяется на основное ядро турбулентного потока, занимающего подавляющую часть (обычно более 95 %) от всего поперечного сечения трубопровода (рис. 1.12). В ядре потока происходит интенсивное турбулентное движение жидкости. Это означает, что в каждой точке турбулентного потока мгновенная скорость движущегося малого объема вещества (глобулы) хаотически изменяется по направлению. И лишь в среднем, т. е. за промежуток времени, достаточно большой по сравнению с интервалами изменения направления и величины пульсационных скоростей, скорость потока имеет величину, которая собственно и находится по показанию дифференциального манометра, подключенного к скоростной трубке. Следовательно, с помощью скоростной трубки Пито – Прандтля можно измерять лишь осредненные во времени скорости движения турбулентных потоков.

Существуют, однако, методы, которые позволяют экспериментально измерять величины, частоты и даже направления локальных пульсационных скоростей турбулентно пульсирующих потоков. Наиболее простым и распространенным способом измерения структуры турбулентных потоков является так называемый термометрический метод, принцип которого состоит в том, что в турбулентный поток помещается

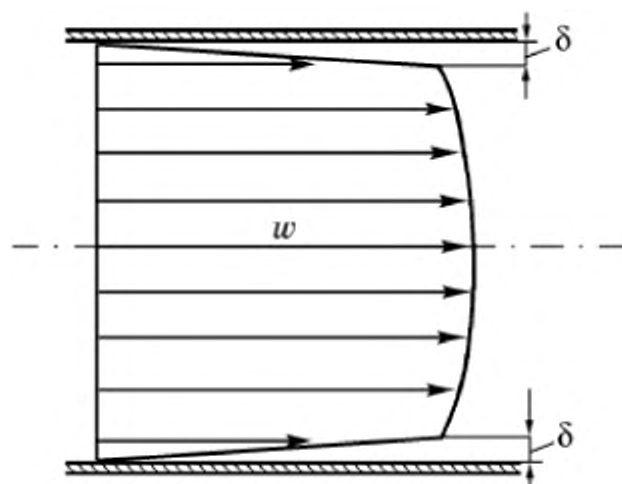


Рис. 1.12. Профиль скорости при турбулентном режиме движения вязкой жидкости в прямой круглой трубе

металлическая нить как можно меньшего диаметра (обычно не более нескольких десятых долей миллиметра). Материал нити выбирается таким, чтобы его электрическое сопротивление заметно изменялось в зависимости от температуры нити. На концы нити подается стабилизированное электрическое напряжение, при этом электрический ток, проходящий через нить, зависит от мгновенного значения ее сопротивления. Температура нити определяется скоростью теплоотвода от ее наружной поверхности, а интенсивность теплоотвода зависит от скорости обтекания нити веществом потока.

Вследствие малой массы нити (нитей) и ее (их) малой термической инерции (см. гл. 3) температура нити и, следовательно, ее электрическое сопротивление и величина тока как бы успевают отслеживать быстро изменяющиеся значения пульсационных скоростей в турбулентных потоках.

Измеряемые величины скоростей, частот и направлений хаотически движущихся объемчиков (глобул) вещества потока посредством несложных электрических (обычно мостовых) схем записываются на шлейфный (для особо высоких частот пульсаций – на электронный) осциллограф, с ленты которого и производится полная расшифровка характеристик турбулентных потоков. Существуют и более современные, например оптические, методы измерения пульсационных характеристик турбулентных потоков, которые не вносят каких-либо механических возмущений в структуру самого турбулентного потока.

Проведенные многочисленные измерения показывают наличие очень широкого диапазона изменения скоростей пульсационного движения, частот пульсаций и размеров объемчиков (глобул), совершающих хаотические турбулентные пульсации около среднего значения скорости.

1.6.5. О СТРУКТУРЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ

Поведение пульсирующих объемчиков вещества в некотором смысле напоминает хаотическое тепловое движение молекул. На основе такой аналогии вводятся понятия так называемой турбулентной вязкости ($\mu_{\text{турб}}$, Па · с) и кинематической турбулентной вязкости ($\nu_{\text{турб}} = \mu_{\text{турб}}/\rho$, м²/с) турбулентных потоков. Коэффициенты $\mu_{\text{турб}}$ и $\nu_{\text{турб}}$ используются в кинетическом уравнении вязкого трения (1.13) и наряду с поперечным градиентом усредненной скорости $\langle w \rangle$ потока определяют величину касательного напряжения так называемого турбулентного трения ($\sigma_{\text{турб}}$, Н/м²) между параллельно движущимися турбулентными слоями вязкой жидкости:

$$\sigma_{\text{турб}} = \mu_{\text{турб}}(d\langle w \rangle/dn), \quad (1.36)$$

где $\langle w \rangle$ – усредненная за достаточно длительный период времени (по сравнению с частотой турбулентных пульсаций) скорость потока; n – направление, перпендикулярное осредненному направлению турбулентного потока.

Пульсирующие объемчики имеют значительно большую массу по сравнению с массой молекул вещества, а также значительно больший “путь пробега” турбулентных пульсаций по сравнению с длиной свободного пробега молекул при их тепловом движении. Поэтому величины турбулентной вязкости и, соответственно, величины касательных напряжений обычно на несколько порядков превышают аналогичные (так называемые молекулярные) величины при ламинарном течении потока. Вследствие этого в турбулентном ядре потока эффектами обычной (молекулярной) вязкости, как правило, можно пренебречь. Аналогичная форма кинетических уравнений трения (1.13) и (1.36) обуславливает совпадение внешнего вида уравнений движения турбулентного потока вязкой жидкости с видом уравнений Навье – Стокса (1.29), полученных для ламинарных потоков вязких жидкостей. Для турбулентных потоков в уравнениях (1.29) или (1.30) вместо обычной молекулярной кинематической вязкости (ν) следует использовать вязкость турбулентную $\nu_{\text{турб}}$, а в качестве компонент скоростей потока – его усредненные по времени значения компонент скоростей $\langle w_x \rangle$, $\langle w_y \rangle$ и $\langle w_z \rangle$.

Однако существуют, по крайней мере, два очень важных обстоятельства, которые приводят к тому, что и в настоящее время еще не существует законченной теории турбулентного течения, которая хотя бы принципиально, т. е. без учета математических возможностей решения дифференциальных уравнений движения, позволяла решать задачи турбулентного течения. Во-первых, турбулентная вязкость (как в форме $\mu_{\text{турб}}$, так и в форме $\nu_{\text{турб}}$) не является физическим свойством вещества, как молекулярная вязкость, но представляет собой чрезвычайно сложную, зависящую от значительного количества различных параметров функцию турбулентного состояния потока, которую в каждом конкретном случае необходимо определять экспериментально, причем непростыми методами, требующими сложной расшифровки получаемых результатов. По этой причине ни один справочник по технической гидромеханике не содержит количественных данных о значениях турбулентных вязкостей, тогда как значения молекулярной вязкости многочисленных текучих сред (капельных жидкостей, газов и паров) широко представлены в физической и технической литературе.

Второе, еще более существенное обстоятельство, затрудняющее анализ задач взаимодействия турбулентных потоков с твердыми поверхностями (с трубопроводами, по которым перемеща-

ются потоки, с поверхностями, обтекаемыми потоками и т. п.) – сильная зависимость величины турбулентной вязкости от расстояния до твердых поверхностей, причем такая зависимость проявляется лишь в непосредственной близости от поверхности (стенки). У самой же поверхности всегда существует *ламинарный пристенный слой* вязкой жидкости, называемый также *пограничным слоем*, в котором течение жидкости имеет ламинарный характер, сколь бы ни был турбулизован основной поток (ядро потока).

Наличие ламинарного пристенного слоя логически является следствием гипотезы о нулевом значении скорости вязкой жидкости непосредственно на твердой поверхности. Действительно, если на самой стенке скорость потока нулевая, то всегда существует пусть и очень тонкий слой, в котором скорости жидкости настолько малы, что малы и соответствующие числа Рейнольдса, а это и определяет ламинарный характер течения вблизи стенки. Физически это представляется естественным, поскольку твердая поверхность гасит (демпфирует) пульсационное движение, особенно его нормальные к поверхности составляющие пульсационных скоростей.

Прецизионные измерения скоростей потоков около твердых поверхностей подтверждают наличие ламинарного пристенного слоя, имеющего в круглых трубах толщину порядка нескольких сотых и даже тысячных долей диаметра трубы.

Следовательно, любой турбулентный поток, контактирующий с твердой поверхностью (как это обычно бывает в технических задачах), состоит из основного турбулентного ядра и тонкого ламинарного пристенного слоя (см. рис. 1.12). Наличие такого относительно тонкого пристенного слоя определяет, однако, многие свойства турбулентных потоков, в частности – величину касательного напряжения трения между потоком и стенкой, поскольку в таком тонком слое сосредоточивается практически весь поперечный градиент скорости потока, изменяющейся от ее почти постоянного значения в ядре потока и до нулевого значения на самой твердой поверхности.

Большие градиенты скорости в тонком пристенном слое, согласно закону трения (1.13), обуславливают большие касательные напряжения трения в этом слое. В основном ядре потока также имеют место касательные напряжения трения $\sigma_{\text{турб}}$ между параллельными турбулентными слоями потока, так как, согласно закону турбулентного трения (1.36), малые значения поперечных градиентов скорости $(d\langle w \rangle / dn)$ в ядре потока умножаются на большие значения коэффициентов турбулентного трения $\mu_{\text{турб}}$.

Таким образом, поток производит работу против сил вязкого трения, вследствие чего происходит превращение части общей

механической энергии потока, состоящей из кинетической энергии движения и потенциальных энергий подъема и сжатия вещества потока, в теплоту не только на самой стенке или в тонком пристенном слое, но и по всему сечению потока.

Принято считать, что физический механизм превращения части механической энергии движения в турбулентном потоке состоит в постепенной передаче кинетической энергии пульсационного движения от наиболее крупных по размерам пульсирующих глобул к все меньшим и меньшим по размерам пульсирующим объемчикам вещества потока, где и происходит преобразование части механической энергии турбулентного потока в энергию хаотического движения молекул вещества, т. е. в теплоту. Напомним, кстати, что такого рода переход механической энергии вещества потока в теплоту (диссипация работы в теплоту) посредством работы потока против сил трения, согласно второму закону термодинамики, является необратимым процессом.

В качественно описанной наиболее простой модели структуры турбулентного потока, имеющего контакт с твердой поверхностью, предполагается наличие двух основных зон потока: турбулентного ядра, слабо ощущающего демпфирующее влияние твердой стенки, и тонкого пристенного слоя, где, наоборот, считается, что турбулентные пульсации из ядра потока в такой слой проникать не могут вследствие непосредственной близости стенки. Но даже при таком, наиболее простом модельном представлении о турбулентном потоке вопрос о влиянии стенки на изменение масштаба (аналог длины свободного пробега молекул в молекулярно-кинетической теории газов) и интенсивности турбулентности (пульсационная скорость в турбулентном потоке) решается не теоретически, а только на основе экспериментально измеряемых характеристик турбулентности. Определение толщины пристенного слоя также не может быть проведено без экспериментальных (как правило, инструментально весьма сложных) измерений.

Наиболее распространенной в теории турбулентных потоков является так называемая трехслойная модель, в которой помимо турбулентного ядра потока и пристенного ламинарного слоя физически естественным образом предполагается наличие промежуточного, также относительно тонкого слоя, в котором эффекты молекулярного и турбулентного трения сравнимы по величине, тогда как в турбулентном ядре взаимодействие турбулентных слоев потока считается преобладающим над молекулярным взаимодействием, а в пристенном, ламинарном слое имеет место только молекулярное трение.

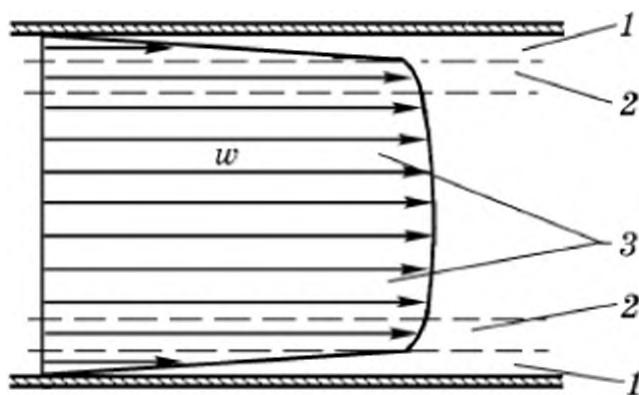


Рис. 1.13. Трехслойная модель турбулентного потока:

1 – ламинарный пристенный слой; 2 – переходный слой; 3 – турбулентное ядро потока

Полуэмпирическая теория таких трехслойных турбулентных потоков (рис. 1.13) существует с начала двадцатого века

и связана с именами Прандтля и Тейлора, работавших в области авиации, которая в те годы бурно развивалась и требовала многих и чрезвычайно важных ответов на вопросы взаимодействия турбулентных воздушных потоков с поверхностями летательных аппаратов. Аналогичные задачи позднее возникли и при анализе интенсивно развивающихся технологических процессов химической и смежных с ней отраслей промышленности.

Основное следствие полуэмпирической теории турбулентных потоков: *логарифмический профиль* осредненных локальных скоростей поперек турбулентного потока в его основном ядре и в промежуточном слое и линейный профиль скорости в ламинарном пристенном слое. Толщины слоев и коэффициенты в формулах логарифмических профилей в промежуточном слое и в турбулентном ядре потока найдены из экспериментальных измерений.

Следует отметить, что точные измерения характеристик турбулентных потоков вблизи твердых поверхностей, особенно внутри пристенного и переходного слоев толщиной десятки и сотые доли миллиметра оказываются весьма затруднительными даже при современных оптических (в том числе и голографических) методах измерений. Это дает основания для существования иных теорий турбулентности, в которых, например, полагается отсутствие отдельных слоев с различными свойствами, а считается, что интенсивность турбулентных пульсаций по мере приближения к твердой поверхности затухает по какому-либо постулируемому степенному закону (например, третьей или четвертой степени) вплоть до самой поверхности. Только на самой поверхности пульсационное движение полагается полностью отсутствующим. В рамках таких моделей профиль осредненных локальных скоростей оказывается монотонным, хотя и весьма близким к классическому трехслойному логарифмическому профилю.

Практические результаты, получаемые по различным моделям, оказываются весьма близкими, что не дает возможности отдать предпочтение какой-либо одной из существующих теорий турбулентных потоков.

В заключение краткого обзора свойств турбулентных потоков отметим тенденцию постоянно связывать турбулентный поток с некоторой твердой поверхностью (стенкой). Это объясняется тем, что в подавляющем числе практически важных задач интерес представляют именно эффекты взаимодействия турбулентных потоков с твердыми поверхностями, либо охватывающими движущийся поток (так называемая внутренняя задача гидромеханики), либо, наоборот – обтекаемыми турбулентными потоками (внешняя задача гидромеханики). Именно контакт с твердой поверхностью формирует поле скоростей в турбулентном потоке, а значит, и определяет величины сил трения в потоке и на границе поток – стенка.

В последующих главах при рассмотрении очень важных для технологии процессов тепло- и массопередачи также будут очень существенны эффекты перемешивания (особенно в поперечном направлении) вещества внутри турбулентных потоков, поскольку от этого зависят толщины пристенных слоев, а значит, и интенсивность переноса теплоты и массы целевого компонента из основной части (ядра) турбулентного потока к твердой поверхности, с которой этот поток соприкасается.

Возвращаясь к сравнению профилей локальных скоростей при ламинарном (рис. 1.11) и турбулентном (рис. 1.12 и 1.13) режимах движения потоков внутри труб, легко заметить, что профили при турбулентном режиме более заполненные, т. е. отношение средней расходной скорости потока w к ее максимальному значению на оси трубопровода (w/w_{\max}) превышает величину 0,5, характерную и постоянную для ламинарных потоков.

Для практических целей часто используется график рис. 1.14, где приведена полученная по экспериментальным данным зависимость отношения w/w_{\max} от числа Рейнольдса $Re_{\max} = w_{\max} d\rho/\mu$, рассчитываемого по максимальной скорости на оси потока. Такой график позволяет по измеренному с помощью скоростной трубки, расположенной на оси трубы, значению скорости w_{\max} легко находить значения средней расходной скорости w потока без измерения реального профиля локальной скорости.

Напомним, что характерные профили локальных скоростей (рис. 1.11–1.13) соответствуют сформировавшимся

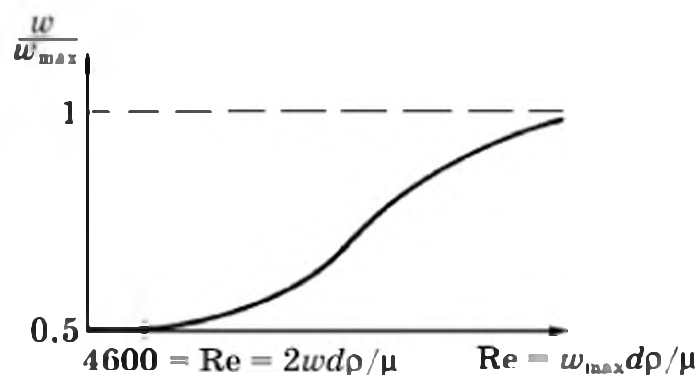


Рис. 1.14. Зависимость отношения средней расходной скорости потока к ее максимальному значению на оси трубопровода от числа Рейнольдса

профилям, которые устанавливаются на расстояниях более 30–40 диаметров трубопровода. На входных участках трубопроводов скоростные профили непрерывно изменяются по мере увеличения расстояния от входа в трубу. На этих относительно коротких входных участках даже при ламинарном режиме течения потока профиль имеет более заполненный вид, чем ламинарный параболический профиль, при котором $w/w_{\max} = 0,5$. Впрочем, такого рода входные эффекты не имеют существенного практического значения, поскольку реальные технологические трубопроводы обычно намного длиннее, чем указанные входные участки протяженностью $(30-40)d$.

1.6.6. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

При движении вязкой жидкости внутри каналов (труб) или при обтекании ею поверхностей твердых тел поток производит работу против сил вязкого трения как на границе контакта потока с твердыми поверхностями, так и между слоями вязкой жидкости, движущимися с разной скоростью вследствие наличия поперечного градиента локальных скоростей.

Согласно общему закону сохранения энергии (2), суммарная механическая энергия потока должна уменьшаться на величину произведенной потоком работы – в данном случае против сил вязкого трения. Таким образом, разность суммарных механических энергий потока вязкой жидкости между двумя последовательными сечениями потока (*I* и *II* по ходу движения) равна потере механической энергии $\Delta P_{\text{пот}}$, рассеявшейся между этими сечениями в форме выделившейся теплоты:

$$\left(\frac{\rho w^2}{2} + P + \rho g z \right)_I - \left(\frac{\rho w^2}{2} + P + \rho g z \right)_{II} = \Delta P_{\text{пот}}, \text{ Дж/м}^3. \quad (1.37)$$

Форма записи *уравнения Бернулли* (1.37) для вязкой жидкости, как и для идеальной, может быть различной:

$$(\rho w_1^2 / 2 + P_1 + \rho g z_1) - (\rho w_2^2 / 2 + P_2 + \rho g z_2) = \Delta P_{\text{пот}}, \text{ Дж/м}^3; \quad (1.37a)$$

$$(w_1^2 / 2 + P_1 / \rho + g z_1) - (w_2^2 / 2 + P_2 / \rho + g z_2) = \Delta P_{\text{пот}} / \rho, \text{ Дж/кг}; \quad (1.37б)$$

$$(w_1^2 / 2g + P_1 / \rho g + z_1) - (w_2^2 / 2g + P_2 / \rho g + z_2) = \Delta P_{\text{пот}} / \rho g (= h_{\text{пот}}), \text{ м}. \quad (1.37в)$$

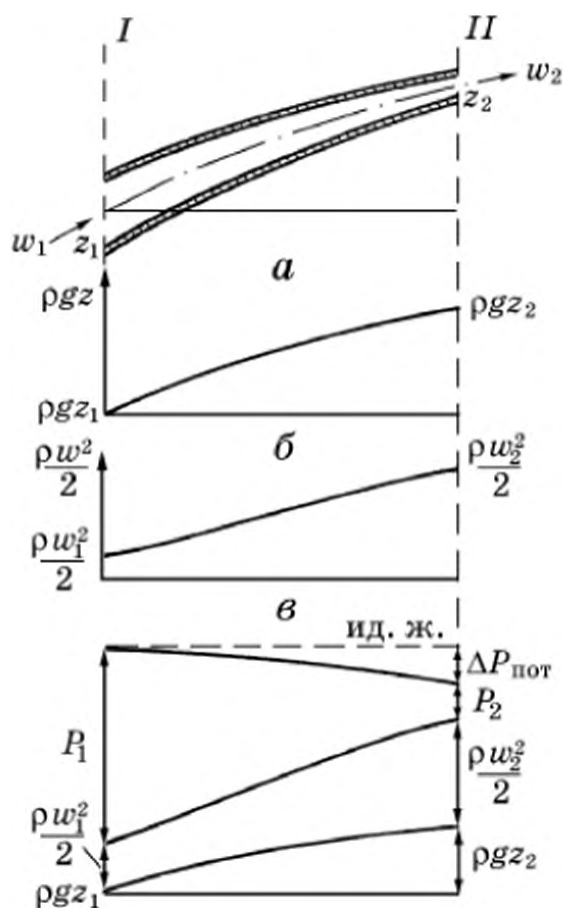
Физическое содержание различных форм записи закона сохранения энергии применительно к движущемуся потоку вязкой

Рис. 1.15. Пример изменения различных видов механической энергии и общая энергия потока вязкой жидкости

жидкости остается неизменным — меняется лишь форма записи удельной энергии потока, отнесенной к единице его объема (1.37а), к единице массы (1.37б) или выражаемой в метрах статического напора вещества потока (1.37в).

Существенно отметить, что во всех предыдущих рассуждениях относительно закона механической энергии потока (уравнения Бернулли) как для идеальной (не обладающей свойством вязкого трения), так и для вязкой (реальной) жидкости предполагалось, что между двумя рассматриваемыми последовательными сечениями потока отсутствуют какие-либо устройства, сообщające потоку дополнительную энергию извне (насосы, компрессоры, газодувки, вентиляторы и т. п.).

Вновь приводится аналогичная рис. 1.8 графическая иллюстрация уравнения Бернулли, но уже для вязкой жидкости, проходящей через непрерывно сужающийся канал, в котором поток движется слева направо и поднимается. На рис. 1.15 механическая энергия подъема $\rho g z$, Дж/м³, и кинетическая энергия движения $\rho w^2/2$, Дж/м³, увеличиваются по ходу потока так же, как это было в примере с идеальной жидкостью. Различие в случае движения вязкой жидкости лишь в том, что суммарная механическая энергия потока здесь уменьшается, и, следовательно, в приведенном примере статическая энергия сжатия потока P , Дж/м³, убывает по ходу движения вязкого потока быстрее, чем в аналогичном примере с идеальной жидкостью.



1.7. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УРАВНЕНИЯ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

1.7.1. ТЕЧЕНИЕ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ

Применим уравнение Бернулли, например в форме напоров (1.37в), для данного, самого простого варианта течения (рис. 1.16). Поскольку трубопровод горизонтальный, то $z_1 = z_2$, а постоянство

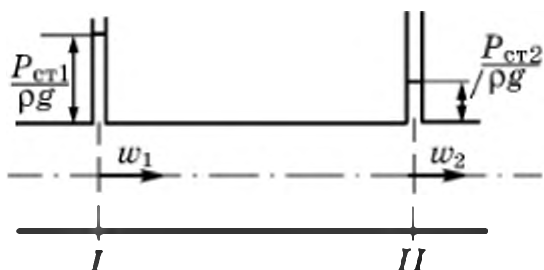


Рис. 1.16. Изменение механической энергии при течении вязкой жидкости по горизонтальной трубе постоянного сечения

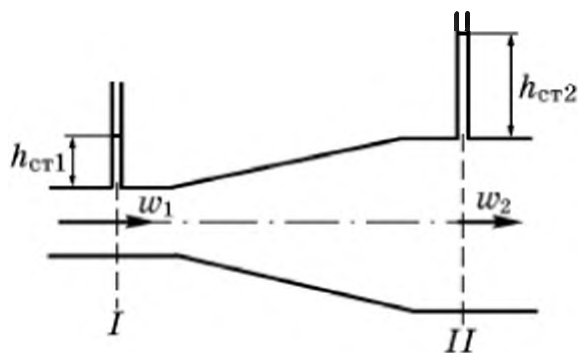
сечения трубы означает равенство расходных скоростей в сечениях I и II , а значит, и равенство кинетических напоров $w_1^2/2g = w_2^2/2g$. Следовательно, соответствующие слагаемые в уравнении (1.37в) взаимно уничтожатся, и потеря механической энергии вязкого потока здесь уменьшает только слагаемое статической энергии сжатия вещества потока (статического напора): $h_{\text{пот}} = P_{\text{ст1}}/\rho g - P_{\text{ст2}}/\rho g$.

Кстати, если бы жидкость не обладала свойством вязкого трения (идеальная жидкость), то уменьшения статической энергии в рассматриваемом случае не происходило бы и суммарная механическая энергия жидкости без трения сохранялась бы по ходу ее движения.

1.7.2. ТЕЧЕНИЕ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ТРУБЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

В качестве еще одного примера рассматривается расширяющийся горизонтальный трубопровод (рис. 1.17), для которого $z_1 = z_2$. Согласно уравнению расхода (1.15) $S_1 w_1 = S_2 w_2$, а это значит, что при $S_2 > S_1$ $w_1 > w_2$ и тем более $w_1^2/2g > w_2^2/2g$. Следовательно, в сечении II скоростной напор меньше скоростного напора в предыдущем сечении I . Если при незначительном расстоянии между I и II потерей напора потока при прохождении между этими сечениями по сравнению с другими составляющими механической энергии потока можно пренебречь, то при расширяющемся трубопроводе $h_{\text{ст2}} > h_{\text{ст1}}$, т. е. при расширении потока, статическое давление в нем увеличивается (см. рис. 1.17).

Таким образом, в диффузоре, т. е. в относительно короткой расширяющейся трубе, происходит увеличение потенциальной энергии потока за счет соответствующего уменьшения его кинетической энергии. Здесь перемещение потока из сечения I с меньшим статическим давлением в сечение II , где статическое



давление больше, происходит за счет разности общих давлений, включающих также и динамическое давление, которое в меньшем сечении I больше, чем в широком сечении II .

Рис. 1.17. Механическая энергия потока при течении жидкости в диффузоре

В сужающейся по ходу движения потока горизонтальной трубе происходит обратное явление: скорость и кинетическая энергия потока увеличиваются, вследствие чего уменьшается статическая энергия сжатия (статический напор).

1.7.3. ТЕЧЕНИЕ ЧЕРЕЗ ДРОССЕЛЬНЫЕ ДАТЧИКИ. ДРОССЕЛЬНЫЕ РАСХОДОМЕРЫ

В потоках, проходящих по промышленным трубопроводам, часто устанавливаются так называемые дроссельные датчики, представляющие собой местное сужение потока, которое, согласно уравнению расхода (1.15), приводит к локальному увеличению скорости потока в узком сечении датчика. На рис. 1.18 изображены три наиболее распространенных вида *дроссельных датчиков*: а) *нормальная диафрагма*, представляющая собой диск с центральным отверстием, расположенным острой кромкой навстречу потоку; б) *нормальное сопло*, в котором также происходит местное сужение потока, но не такое резкое, как при прохождении нормальной диафрагмы; в) *труба Вентури* с углом ее расширяющейся части в $5-7^\circ$, представляющая собой наиболее плавное сужение и последующее расширение потока текучей среды.

Все три вида устройств, показанных на рис. 1.18, называются дроссельными датчиками, так как они создают разность статических давлений в сечениях до и после места их установки. Эта разность давлений оказывается зависящей от расхода потока через датчик. Поэтому любой из дроссельных датчиков с подключенным к нему дифференциальным манометром, называется *дроссельным расходомером* и служит для экспериментального определения расхода потока жидкости в трубопроводах.

В качестве примера, имеющего существенное самостоятельное значение, рассмотрим работу наиболее распространенного в технике дроссельного расходомера с нормальной диафрагмой в качестве датчика (рис. 1.19). Пунктирной линией намечены контуры потока жидкости, выходящего из отверстия диафрагмы диаметром d_0 и по инерции еще несколько уменьшающего свое сечение до диаметра $d_{сж} < d_0$ в некотором сечении за диафрагмой и затем более или менее плавно расширяющегося до диаметра трубопровода D .

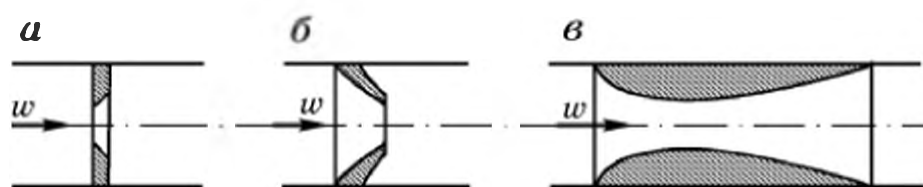


Рис. 1.18. Дроссельные датчики:

а – нормальная диафрагма; б – нормальное сопло; в – труба Вентури

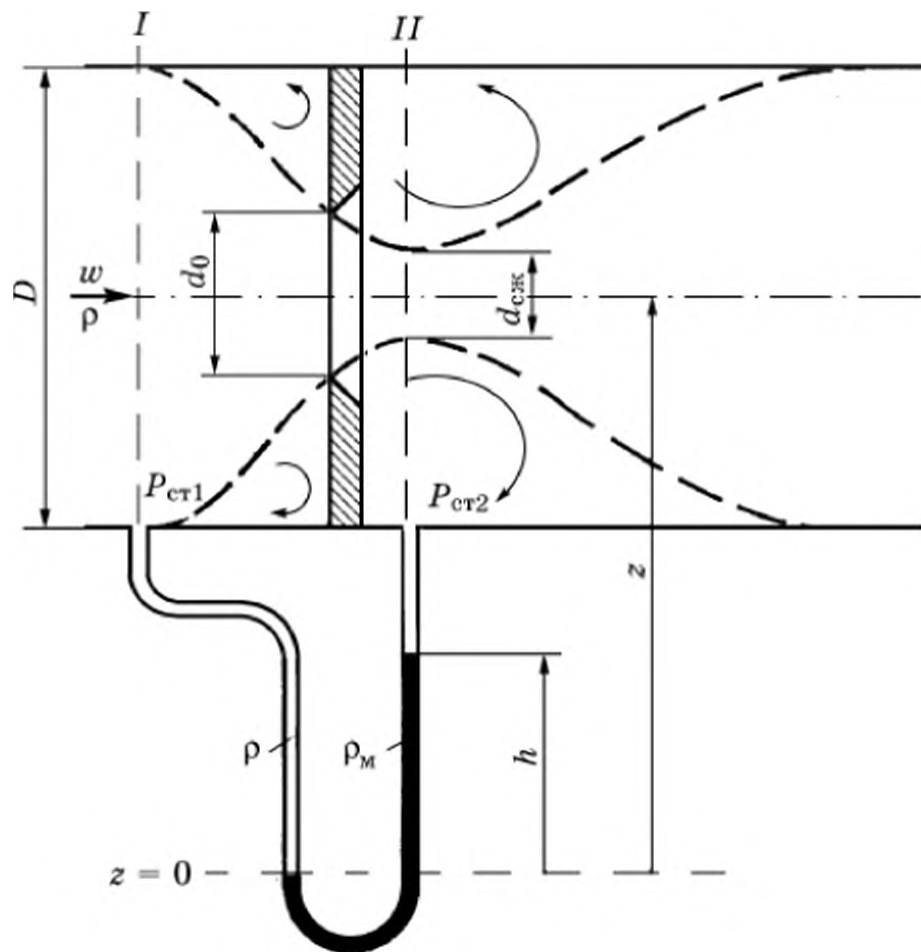


Рис. 1.19. Дроссельный расходомер

В непосредственной близости от мест соприкосновения периферийных частей диска диафрагмы со стенками трубопровода образуются так называемые застойные зоны, в которых некоторая часть жидкости совершает интенсивное циркуляционное движение, в результате чего и происходит диссипация части механической энергии потока в теплоту.

Для получения расчетной формулы, связывающей показание дифманометра h с расходом потока V_c , используется уравнение Бернулли (1.37в) для реальной жидкости в форме напоров, которое при условии $z_1 = z_2$ можно записать следующим образом:

$$\left(\frac{w_1^2}{2g} + \frac{P_{ст1}}{\rho g} \right) - \left(\frac{w_2^2}{2g} + \frac{P_{ст2}}{\rho g} \right) = h_{пот}, \quad \text{или} \quad \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} = \frac{\Delta P}{\rho g} - \frac{\Delta P_{пот}}{\rho g},$$

где введено обозначение $\Delta P = P_{ст1} - P_{ст2}$, а потеря напора представлена через удельную потерю энергии $\Delta P_{пот}$.

Последнее соотношение решается относительно разности квадратов скоростей $w_2^2 - w_1^2 = 2(\Delta P - \Delta P_{пот})/\rho$, что затем почленно умножается и одновременно делится на ΔP , после чего из левой и

правой частей полученного равенства извлекается квадратный корень:

$$\sqrt{w_2^2 - w_1^2} = \sqrt{\frac{\Delta P - \Delta P_{\text{пот}}}{\Delta P}} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = \varphi \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}, \quad (1.38)$$

где первый сомножитель правой части $\sqrt{(\Delta P - \Delta P_{\text{пот}})/\Delta P} = \varphi$ представляет собой коэффициент относительных потерь энергии при прохождении потоком дроссельного датчика (потери в вихревых зонах).

Из уравнений расхода для сечений трубы, диафрагмы и наиболее узкого сечения потока ($d_{\text{сж}}$) $w_1 S_1 = w_0 S_0 = w_{\text{сж}} S_{\text{сж}}$ скорости w_1 и w_2 выражаются через скорость в отверстии диафрагмы w_0 следующим образом: $w_1 = w_0 (d_0/D)^2$; $w_2 = w_0 (d_0/d_{\text{сж}})^2 = w_0/\varepsilon$, где введен так называемый коэффициент относительного сжатия потока $\varepsilon = (d_{\text{сж}}/d_0)^2$.

Используя полученные выражения скоростей в уравнении (1.38), получим

$$w_0 \sqrt{1/\varepsilon^2 - (d_0/D)^4} = \varphi \sqrt{2\Delta P/\rho},$$

откуда

$$w_0 = \frac{\varepsilon \varphi}{\sqrt{1 - \varepsilon^2 (d_0/D)^4}} \sqrt{2\Delta P/\rho}. \quad (1.39)$$

Первый множитель правой части выражения (1.39) содержит два коэффициента ε и φ , которые должны определяться экспериментально. Поэтому в расчетной практике этот сложный множитель предпочитают заменять на один экспериментально определяемый коэффициент расхода диафрагмы $\varepsilon \varphi / \sqrt{1 - \varepsilon^2 (d_0/D)^4} = \alpha$, значение которого оказывается зависящим от квадрата отношения диаметров $(d_0/D)^2$ и от критерия Рейнольдса $Re = w D \rho / \mu$. Кроме того, расчетную формулу (1.39) чаще записывают относительно объемного расхода потока как функции показания (h) дифманометра:

$$V_c = w_0 S_0 = \alpha \frac{\pi}{4} d_0^2 \sqrt{2 \frac{\rho_m - \rho}{\rho} g h}, \text{ м}^3/\text{с}. \quad (1.40)$$

В правой части формулы (1.40) использована связь между разностью статических давлений ΔP , измеряемой дифманометром с плотностью манометрической жидкости ρ_m , и показанием дифманометра h (см. вывод формулы (1.33) для расчета скорости по показаниям дифманометра, подключенного к скоростной трубке).

Экспериментально определяемое значение коэффициента расхода α составляет 0,5–0,7 и при расчетах находится по справочным данным.

В заключение отметим, во-первых, что с помощью дроссельных расходомеров можно определить лишь объемные расходы потока или его расходные, средние по поперечному сечению скорости потока (невозможно получить поля скоростей, как с помощью скоростной трубки). Во-вторых, каждый из дроссельных датчиков имеет свою область использования: нормальная диафрагма приводит к максимальным потерям энергии, но зато и дает наибольшую чувствительность, т. е. наибольшее показание дифманометра h при одинаковом измеряемом расходе V_c . Труба Вентури обладает в этом смысле противоположными свойствами, а нормальное сопло – промежуточными.

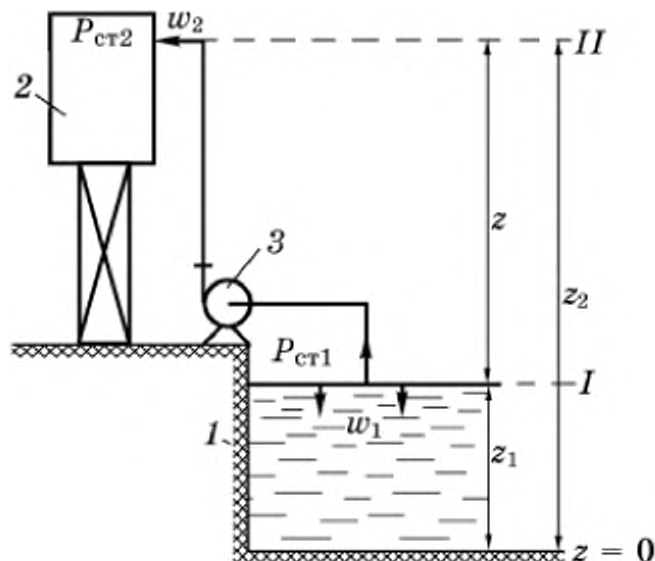
1.7.4. МОЩНОСТЬ, ЗАТРАЧИВАЕМАЯ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ПОТОКА ЖИДКОСТИ

До сих пор при всех рассуждениях об энергии потока исходный источник энергии не обсуждался и наличие суммарной механической энергии потока считалось само собой разумеющимся. Однако механическую энергию потоку необходимо сообщить, что обычно делается с помощью *насосов* для капельных жидкостей, *компрессоров*, *газодувок* или *вентиляторов* для газов и паров. Назначение этих устройств аналогично назначению источников электрической энергии (электрических элементов, аккумуляторов, электрогенераторов) для электрических цепей. При этом в частном, предельном случае, когда электрическая цепь разомкнута, источник электрической энергии не создает электрического тока, но поддерживает разность электрических потенциалов. Аналогично при закрытом гидравлическом трубопроводе (гидравлической сети), например с помощью полностью перекрытого крана или задвижки, насос, компрессор, вентилятор или газодувка не создают потока текучей среды (кинетическая энергия потока в этом случае равна нулю), но поддерживают в закрытом трубопроводе потенциальные энергии сжатия и подъема (если трубопровод имеет подъем по отношению к горизонту).

Рассмотрим типичный вариант перекачивания капельной жидкости из некоторого резервуара глубиной z_1 в закрытую емкость, находящуюся на высоте z над уровнем жидкости в резервуаре. В общем случае в закрытой емкости поддерживается статическое давление $P_{ст2} > P_{ст1}$, где $P_{ст1}$ – статическое давление над поверхностью жидкости в резервуаре (рис. 1.20). Выбор нулевого уровня $z = 0$ может быть произвольным. Для анализа выберем два

Рис. 1.20. Схема перекачивания капельной жидкости из резервуара в закрытую емкость с помощью насоса:

1 – резервуар; 2 – закрытая емкость; 3 – насос



сечения I и II ; обозначим скорость движения жидкости в месте ее выхода из трубопровода постоянного сечения w_2 , а w_1 – скорость жидкости в резервуаре в сечении I .

Для сечений I и II записывается уравнение Бернулли в форме напоров (уравнение (1.32в), но с добавочным слагаемым, соответствующим удельной энергии (пропорциональной напору), сообщаемой потоку работающим насосом, расположенным между рассматриваемыми сечениями I и II :

$$\left(\frac{w_2^2}{2g} + \frac{P_{ст2}}{\rho g} + z_2 \right) - \left(\frac{w_1^2}{2g} + \frac{P_{ст1}}{\rho g} + z_1 \right) + h_{пот} = H_{нас}, \text{ м.} \quad (1.41)$$

Здесь три первых слагаемых – суммарный напор жидкости (H_{II}) в сечении II ; группа трех вторых слагаемых – суммарный напор (H_I) в сечении I ; $h_{пот}$ – потеря напора между сечениями I и II ; $H_{нас}$ – напор, сообщаемый насосом потоку жидкости (величина, пропорциональная удельной объемной энергии $\Delta P_{нас}$, сообщаемой насосом потоку: $H_{нас} = \Delta P_{нас} / \rho g$, Дж/м³).

Обычно поперечное сечение резервуара значительно превышает поперечное сечение трубопровода, что, согласно уравнению расхода (1.22), для несжимаемой ($\rho = \text{const}$) жидкости приводит к возможности пренебречь скоростью w_1 по сравнению со скоростью в трубопроводе w_2 ; тем более скоростным напором $w_1^2/2g$ можно пренебречь по сравнению со скоростным напором в трубопроводе: $w_1^2/2g \ll w_2^2/2g$ (в подавляющем большинстве случаев скорость w_1 практически равна нулю). Поскольку скорость w_1 из дальнейшего анализа выпадает, то в обозначении скорости w_2 можно опустить индекс, т. е. сделать замену $w_2 \rightarrow w$. Кроме того, введем обозначения $z = z_2 - z_1$ и $\Delta P_{доп} = P_{ст2} - P_{ст1}$. Тогда уравнение энергии потока (1.41) запишется следующим образом:

$$\frac{w^2}{2g} + z + \frac{\Delta P_{доп}}{\rho g} + h_{нас} = H_{нас}, \text{ м.} \quad (1.42)$$

Уравнение (1.42) дает возможность определить напор насоса, необходимый для создания в трубопроводе скорости w , для подъ-

ема жидкости плотностью ρ на высоту z , а также для преодоления разности (дополнительной) статических давлений $\Delta P_{\text{доп}} = P_{\text{ст}2} - P_{\text{ст}1}$ в емкости и над поверхностью жидкости в резервуаре и на компенсацию потерь части механического напора $h_{\text{пот}}$ потока, превращающегося в теплоту между сечениями I и II , в том числе и при прохождении жидкостью насоса.

Почленным умножением слагаемых уравнения (1.42) на ρg его можно представить в форме удельных объемных энергий потока:

$$\rho g H_{\text{нас}} = \frac{\rho w^2}{2} + \rho g z + \Delta P_{\text{доп}} + \rho g h_{\text{пот}}, \text{ Дж/м}^3. \quad (1.43)$$

Уравнение (1.43) может быть записано в других, более общих обозначениях:

$$\Delta P_{\text{общ}} = \Delta P_{\text{ск}} + \Delta P_{\text{геом}} + \Delta P_{\text{доп}} + \Delta P_{\text{пот}}, \text{ Дж/м}^3 = \text{Н/м}^2. \quad (1.44)$$

Таким образом, согласно уравнениям (1.43) и (1.44), общая удельная энергия $\Delta P_{\text{общ}} = \rho g H_{\text{нас}}$, которую необходимо сообщить жидкости извне (в данном случае с помощью насоса), расходуется на создание кинетической (скоростной) энергии потока $\Delta P_{\text{ск}} = \rho w^2/2$, на сообщение потоку удельной потенциальной энергии геометрического подъема $\Delta P_{\text{геом}} = \rho g z$, на преодоление возможной разности статических давлений в конце и в начале трубопровода $\Delta P_{\text{доп}}$ и на компенсацию необратимых потерь ($\Delta P_{\text{пот}}$) части от общей объемной механической энергии потока.

Напомним, что первые три слагаемые правых частей уравнений (1.43) и (1.44) или первые три слагаемые левой части уравнения (1.42) представляют собой различные формы механической энергии потока и могут обратимо превращаться друг в друга, тогда как, согласно второму началу термодинамики, рассеяние части механической энергии в теплоту (слагаемое потерь) представляет собой процесс необратимый.

Уравнения (1.43) и (1.44) дают возможность определить энергию, необходимую для транспортирования одного кубического метра вещества потока, если величины, входящие в эти уравнения, выражены в СИ. Следовательно, при транспортировании V_c кубических метров вещества потока в секунду необходимо затрачивать мощность в V_c раз большую, т. е.

$$N = \Delta P_{\text{общ}} V_c. \quad (1.45)$$

Кстати, уравнение (1.45) имеет ту же форму, что и уравнение мощности электрического тока $N = UI$, Вт, где U – разность электрических потенциалов (в вольтах) и I – сила электрического тока (в амперах), т. е. поток электрических зарядов в единицу времени.

По уравнению (1.45) определяется мощность, непосредственно получаемая потоком жидкости. С учетом коэффициентов полезного действия электродвигателя ($\eta_{эл}$), возможного редуктора ($\eta_{рд}$) и насоса ($\eta_{нас}$) реальная мощность (N_p), отбираемая от электрической сети, будет иметь соответственно большую величину:

$$N_p = \frac{N}{\eta_{эл} \eta_{рд} \eta_{нас}} . \quad (1.46)$$

Значения коэффициентов полезного действия $\eta_{эл}$, $\eta_{рд}$ и $\eta_{нас}$, обычно получаемые экспериментально, при практических расчетах могут быть взяты из соответствующей справочной литературы.

Определение мощности, необходимой для поддержания заданного расхода V_c , требует расчета всех слагаемых для общего перепада давления $\Delta P_{общ}$ в выражениях (1.44) или (1.43). При этом вычисление скоростного $\Delta P_{ск} = \rho w^2/2$, геометрического $\Delta P_{геом} = \rho g z$ и дополнительного $\Delta P_{доп} = P_{ст2} - P_{ст1}$ слагаемых по заданным исходным данным, как правило, не составляет труда. Относительные трудности возникают при определении потерь удельной энергии (разности давлений), превращающейся в теплоту ($\Delta P_{пот}$).

Рассмотрим определение потерь механической энергии более подробно.

1.8. ПОТЕРИ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПОТОКА

Как уже отмечалось, физическая причина, приводящая к переходу части механической энергии потока в теплоту, состоит в совершении потоком работы против сил вязкого трения. Для практических расчетов удобно рассматривать два разных вида потерь: *потери на трение* в длинных трубопроводах и *потери при прохождении потоком таких участков, на которых происходит изменение вектора средней скорости потока* – это потери на так называемых *местных сопротивлениях*. Примеры местных сопротивлений многочисленны: 1) внезапное расширение и сужение потока, например при прохождении потоком нормальной диафрагмы (см. рис. 1.19); при изменении величины вектора скорости потока возникают зоны с интенсивным вихревым движением вязкой жидкости, где и происходит собственно превращение части механической энергии потока в теплоту; 2) при резком повороте потока также возникают зоны вихревого движения (рис. 1.21, а); 3) при прохождении задвижки, частично перекрывающей трубопровод, также возникают зоны интенсивных завихрений (рис. 1.21, б); 4) при прохождении потоком открытого вентиля (рис. 1.21, в) сложным образом изменяются и величина, и направление вектора скорости и также образуются вихревые зоны (на рис. 1.21, в не показаны).

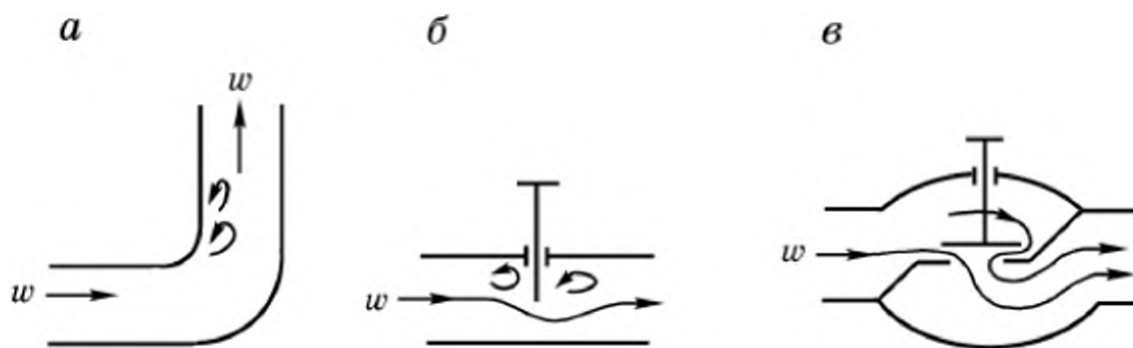


Рис. 1.21. Местные сопротивления потоку вязкой жидкости:

а – поворот; *б* – задвижка; *в* – вентиль

Существенно, что при прохождении отмеченных здесь и многих других местных сопротивлений, существующих в реальных гидравлических сетях, потеря части механической энергии происходит вследствие совершения потоком работы против сил трения внутри вихрей.

Расчетные формулы для вычисления потерь давления при прохождении потоком местных сопротивлений одинаковы по форме и представляют собой объемную кинетическую энергию потока ($\rho w^2/2$), умноженную на экспериментально определяемый так называемый *коэффициент местного сопротивления* ζ , величина которого зависит от интенсивности вихреобразования, возникающего при прохождении потоком конкретного местного сопротивления:

$$\Delta P_{\text{м.с.}i} = \zeta_i \frac{\rho w_i^2}{2}, \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}. \quad (1.47)$$

Иными словами, потеря части механической энергии при прохождении какого-либо местного сопротивления выражается в долях объемной кинетической энергии потока. При этом значение коэффициента *i*-го местного сопротивления может быть и больше единицы. Например, даже для полностью открытого вентиля $\zeta \approx 4-11$, это означает лишь, что при прохождении такого вентиля в теплоту превращается количество механической энергии, численно равное нескольким кинетическим энергиям потока; эта перешедшая в теплоту часть общей механической энергии потока уменьшила общую энергию за счет, например, уменьшения потенциальной энергии сжатия потока, если его скорость до и после местного сопротивления осталась неизменной (как это имеет место в примерах, представленных на рис. 1.19–1.21).

Численные значения коэффициентов для различных местных сопротивлений приводятся в справочной литературе. Теоретически рассчитать коэффициенты местных сопротивлений не представляется возможным, тем более для турбулентных пото-

ков. Причины этого станут яснее, если мы проанализируем один из немногих случаев возможного строгого теоретического решения задачи об определении потерь на трение.

1.8.1. ПРОФИЛЬ СКОРОСТИ И ПОТЕРИ НА ТРЕНИЕ В ПРЯМОЙ КРУГЛОЙ ТРУБЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ

Рассмотрим горизонтальную трубу длиной L и внутренним радиусом R (рис. 1.22). Ось x направлена по оси трубы; r – текущий радиус потока внутри трубы ($0 \leq r \leq R$).

Поскольку труба горизонтальная и ее поперечное сечение неизменно, то в системе уравнений движения (1.29) компоненты скоростей по осям y и z отсутствуют, т. е. $w_y = w_z = 0$; компоненты ускорения силы тяжести по осям x и y также отсутствуют, что дает $X = Y = 0$. Компонента Z направлена перпендикулярно движению потока, ее влияние компенсируется упругой реакцией стенки трубы, и на горизонтальное движение потока эта компонента оказать влияние не может, следовательно, ее тоже можно принять равной нулю ($Z = 0$).

На основе изложенного можно сделать вывод, что второе и третье дифференциальные уравнения системы (1.29) превращаются в простые однородные уравнения $\partial P / \partial y = 0$ и $\partial P / \partial z = 0$, из которых следует, что статическое давление в рассматриваемом горизонтальном потоке постоянно в пределах каждого из поперечных сечений трубопровода. Статическое давление, разумеется, изменяется от сечения к сечению, так как производная $\partial P / \partial x$ оказывается отнюдь не равной нулю, поскольку именно градиент давления вдоль трубопровода и является причиной движения потока.

Таким образом, дальнейшему анализу подлежит только первое дифференциальное уравнение системы (1.29):

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \\ + \nu \left[\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right], \end{aligned} \quad (1.48)$$

в котором, согласно условиям $w_y = w_z = 0$, становятся нулями третье и четвертое слагаемые левой части и, кроме того, первое слагаемое правой части также равно нулю.

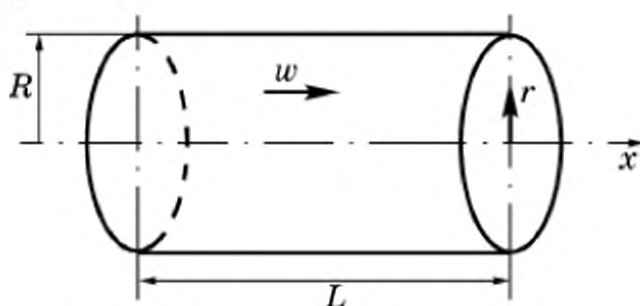


Рис. 1.22. К решению задачи о ламинарном течении жидкости в трубе

Поскольку рассматривается стационарное, неизменное во времени движение, то уходит и первый член левой части ($\partial w_x / \partial \tau = 0$).

Так как сечение трубопровода не изменяется ($R = \text{const}$), то, согласно уравнению расхода, значение продольной скорости потока w_x на любом фиксированном текущем радиусе r не может изменяться вдоль оси x , т. е. $\partial w_x / \partial x = 0$, а это обстоятельство делает нулевым второе слагаемое левой части уравнения (1.48). Кроме того, третье слагаемое правой части также становится равным нулю $\partial^2 w_x / \partial x^2 = 0$, поскольку равенство нулю первой производной скорости по продольной оси справедливо при любом текущем значении координаты x .

Еще одно упрощение дифференциального уравнения (1.48) состоит в том, что при постоянном значении радиуса трубы (сечения трубопровода) значение градиента статического давления $\partial P / \partial x$ должно быть постоянным по всей длине трубопровода. Иными словами, падение статического давления на каждом погонном метре трубы постоянного сечения должно быть одинаковым, т. е. $\partial P / \partial x = \text{const} = -\Delta P_{\text{тр}} / L$, где $\Delta P_{\text{тр}}$ – разность статических давлений на концах трубопровода, теряемая вследствие трения потока о стенки трубопровода и слоев ламинарного потока друг о друга; L – длина трубы. Отрицательное значение градиента означает, что статическое давление по ходу потока в горизонтальной трубе постоянного сечения должно уменьшаться.

Таким образом, в результате физически обоснованных упрощений в рамках рассматриваемой задачи уравнение (1.48) приобретает следующий вид:

$$0 = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{L} + \mu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right], \quad (1.49)$$

где произведена замена $w_x \rightarrow w$ (поскольку другие компоненты скорости равны нулю) и использовано выражение для кинематической вязкости $\nu = \mu / \rho$, что дало возможность сократить плотность потока ρ .

Теперь перейдем к последнему преобразованию уравнения (1.49), связанному с тем, что в квадратных скобках правой части уравнения стоит оператор Лапласа в прямоугольной системе координат, в которой проводился вывод системы уравнений движения (1.29). Однако труба является осесимметричным телом, и оператор Лапласа при этом следует использовать в форме, соответствующей цилиндрической системе координат (точнее – в полярных координатах для любого круглого сечения трубы). Вид оператора Лапласа в полярных координатах для частного центрально-

симметричного случая известен из курса высшей математики:

$$\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dw}{dr}, \text{ и, следовательно, дифференциальное уравнение (1.49)}$$

для данного случая запишется в виде

$$\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dw}{dr} = - \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\mu L}, \quad (1.50)$$

где использованы полные производные скорости по радиусу потока, поскольку r осталась единственной переменной, от которой зависит продольная скорость потока в трубе.

Прежде чем перейти к интегрированию дифференциального уравнения (1.50), следует сформулировать два независимых условия однозначности, которые позволят определить две будущие константы интегрирования уравнения второго порядка. Такие условия формулируются как равенство нулю скорости на внутренней стенке трубопровода и как ограниченность искомой скорости на оси трубопровода:

$$w|_{r=R} = 0 \text{ и } w|_{r=0} \neq \infty. \quad (1.51)$$

Первым интегралом неоднородного уравнения (1.50) является выражение

$$\frac{dw}{dr} = - \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\mu L} \frac{r}{2} + \frac{C_1}{r}. \quad (1.52)$$

Второе интегрирование уравнения (1.52) дает

$$w = - \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\mu L} \frac{r^2}{2 \cdot 2} + C_1 \ln r + C_2. \quad (1.53)$$

Второе условие однозначности (1.51) определяет нулевое значение константы $C_1 = 0$.

Значение константы C_2 находится из первого условия однозначности (1.51):

$$0 = - \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\mu L} \frac{R^2}{4} + C_2,$$

откуда

$$C_2 = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\mu L} \frac{R^2}{4}.$$

Подстановка C_2 в (1.53) дает окончательный вид искомого профиля скорости:

$$w = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{4\mu L} (R^2 - r^2). \quad (1.54)$$

Согласно полученному решению (1.54), профиль скорости имеет вид квадратичного параболоида вращения с максимальной скоростью на оси трубопровода:

$$w_{\max} = w|_{r=0} = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{4\mu L} R^2. \quad (1.55)$$

Теперь вычислим среднее по поперечному сечению круглого трубопровода значение скорости потока. Имея распределение скорости по радиусу (1.54), среднее ее значение всегда можно вычислить на основе уравнения расхода, записываемого относительно элементарного сечения трубопровода $dV_c = w dS$, где dV_c – элементарный расход (м³/с) через элементарное сечение dS (м²) при скорости w (м/с) в этом сечении.

Общий расход V_c (м³/с) через все сечение трубопровода S (м²) определяется суммированием всех элементарных расходов $V_c = \int_S w dS$.

Средняя расходная скорость потока находится делением общего расхода V_c на площадь полного поперечного сечения S трубопровода: $\bar{w} = V_c/S$.

Для окончательного вычисления средней скорости необходимо учесть то обстоятельство, что сечение трубопровода представляет собой круг площадью $S = \pi R^2$, а элементарное кольцевое сечение $dS = 2\pi r dr$ (рис. 1.23). Следовательно,

$$\bar{w} = \frac{1}{S} \int_S w dS = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \left[\frac{\Delta P_{\text{тр}}}{4\mu L} (R^2 - r^2) \right] 2\pi r dr = \frac{\Delta P_{\text{тр}}}{8\mu L} R^2, \quad (1.56)$$

где выражение в квадратных скобках под знаком определенного интеграла есть распределение скорости (1.54) по радиусу трубы.

Сравнивая выражения (1.55) и (1.56), легко видеть, что средняя скорость потока в круглом трубопроводе в два раза меньше максимальной скорости на оси потока, что было отмечено ранее как результат, экспериментально полученный с помощью скоростной трубки; экспериментально подтверждается также и наличие при ламинарном течении профиля скорости в форме параболоида вращения.

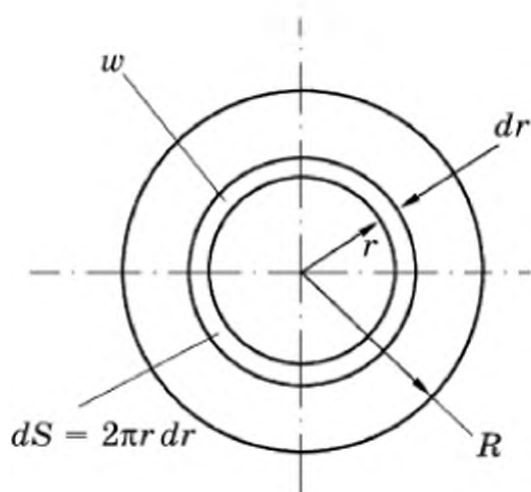


Рис. 1.23. К выводу формулы для средней скорости потока \bar{w} в круглом трубопроводе

Для практических расчетов величины разности давлений $\Delta P_{\text{тр}}$, Н/м², необходимой для обеспечения в трубопроводе заданной средней скорости жидкости (\bar{w} , м/с), формула (1.56) записывается через диаметр ($d = 2R$) трубы:

$$\Delta P_{\text{тр}} = 32\mu\bar{w}L/d^2. \quad (1.57)$$

Приведенное теоретическое решение задачи о ламинарном течении жидкости в круглом трубопроводе постоянного сечения, к сожалению, представляет собой один из немногочисленных примеров возможного точного интегрирования уравнений движения вязких жидкостей; иные возможные решения приводятся в специальных курсах гидромеханики.

В большинстве промышленных трубопроводов и в технологических аппаратах течение не слишком вязких жидкостей имеет турбулентный характер. Как уже отмечалось, основные уравнения движения вязкой жидкости при ее турбулентном течении сохраняют ту же внешнюю форму, что и уравнения ламинарного движения (1.29), но турбулентная вязкость $\nu_{\text{турб}}$ не является независимым известным параметром уравнения, как это было для ламинарных потоков, а представляет собой трудно определяемую, зависящую от турбулентного состояния потока и непостоянную вблизи твердой поверхности величину. По этой основной причине теоретические решения уравнений движения для турбулентных потоков весьма немногочисленны и требуют дополнительной информации (экспериментального характера) об интенсивности турбулентных пульсаций в потоке.

Для инженерных расчетов процессов движения турбулентных потоков, требующих, как правило, определения величин необходимых перепадов давления на различных участках гидравлических систем, теоретические методы анализа турбулентных потоков не дают возможности получить необходимые для практики расчетные формулы (аналогичные, например, формуле (1.57) для ламинарных потоков). Поэтому гидравлические расчеты для турбулентного режима течения потоков на практике производятся по формулам, получаемым не из теоретических решений дифференциальных уравнений движения, а путем обобщения результатов экспериментальных измерений величин перепадов давлений ($\Delta P_{\text{тр}}$), скоростей движения вязких жидкостей (\bar{w}), диаметров и длин трубопроводов (d и L), а также физических свойств жидкостей (молекулярной вязкости μ и плотности ρ).

Экспериментальная основа получаемых расчетных формул, однако, совсем не означает, что теоретические уравнения движения при этом становятся ненужными. Дифференциальные уравнения движения (1.29) и при экспериментальном методе получения рас-

четных соотношений, связывающих взаимовлияющие параметры процесса (здесь $\Delta P_{тр}$, \bar{w} , d , L , ρ , μ), являются основой для правильной методики постановки экспериментов и обобщения получаемых результатов измерений. Это естественно, поскольку дифференциальные уравнения движения, даже если их не удается аналитически проинтегрировать, содержат физическую основу процесса движения – силы, действующие на жидкость, и ее физические свойства.

Взаимная обусловленность физической информации о процессе в форме уравнений, описывающих процесс, и опытных данных, получаемых при экспериментальном изучении этого процесса, исследуется так называемой *теорией подобия*, к изложению основных положений которой мы и перейдем, прежде чем будут рассмотрены конкретные опытные данные. Такие данные широко используются для гидравлических расчетов трубопроводов и аппаратуры при турбулентных и переходных режимах течения потоков. При этом полезно иметь в виду, что рассматриваемая далее теория подобия и еще один метод исследования – так называемый *метод анализа размерностей* – используются при анализе не только гидравлических, но и тепло- и массообменных процессов (гл. 3, 5 и др.).

1.9. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ И МЕТОДА АНАЛИЗА РАЗМЕРНОСТЕЙ

Прежде чем приступить к изложению основ теории подобия, отметим, что в науке и технике существуют два различных метода исследования: *теоретический* и *экспериментальный*.

Теоретический метод состоит в формулировании некоторой гипотезы относительно исследуемого процесса, получении на основе этой гипотезы и основных законов природы уравнений, описывающих этот процесс (так называемого математического описания процесса), и решении уравнений математического описания. Полученное решение, по существу, завершает исследование процесса теоретическим методом.

Пример теоретического метода исследования приведен в разд. 1.8, где математическим описанием процесса ламинарного течения жидкости в круглой трубе постоянного сечения служили уравнения ламинарного движения вязкой жидкости (1.29), полученные, в свою очередь, на основе применения к рассматриваемому процессу течения основных законов природы (закона сохранения количества движения (1.1) и закона вязкого трения (1.13)); далее использовались гипотезы о нулевом значении скорости вязкой жидкости на неподвижной твердой стенке и об ог-

раничении скорости на оси трубы (1.51), и после этого проводилось аналитическое интегрирование математического описания (1.50)–(1.51) с получением относительно простой расчетной формулы (1.57) для потерь давления на трение. В более сложных задачах окончательные формулы могут оказаться несколько более громоздкими (см., например, решение задачи нестационарной теплопроводности (3.41)).

Аналитическое решение в виде компактной расчетной формулы обладает высокой степенью общности результата, но, разумеется, оно верно лишь в рамках сделанных при формулировании математического описания допущений. Как правило, аналитические решения возможны только в очень ограниченных, частных случаях при весьма серьезных упрощениях относительно анализируемого процесса. Это делает получаемые результаты малоприспособленными для расчета большинства реальных технологических процессов, как правило, выходящих за рамки сделанных упрощений. Иными словами, имеющиеся немногочисленные аналитические решения не могут быть использованы для подавляющего большинства реальных случаев, не укладывающихся в жесткие рамки сделанных серьезных упрощений.

Использование современной компьютерной техники значительно расширяет область задач, которые могут быть проанализированы теоретическими методами.

Численное решение дифференциальных уравнений математического описания позволяет получать конечные данные при менее строгих ограничениях, при которых аналитические методы не могут быть использованы. Методика анализа математического описания конкретных процессов с помощью ЭВМ называется *методом математического моделирования* и широко применяется для расчета процессов при конкретных числовых значениях исходных данных. При этом результат получается в виде конкретных чисел (в известном нам примере – для $\Delta P_{\text{тр}}$) при конкретном наборе исходных данных (\bar{w} , d , L , μ , ρ). Изменяя значения исходных параметров, путем численного решения дифференциальных уравнений математического описания получают зависимость конечного результата от исходных данных. Эти данные, как правило, представляются в виде аппроксимационных зависимостей, которые в дальнейшем могут быть использованы в качестве расчетных формул. Соответствие полученных с помощью математического моделирования результатов реальному процессу зависит от точности исходного математического описания. Примеры таких численных решений обычно рассматриваются в курсах вычислительной математики; в данном курсе о численных методах говорится, в частности, в гл. 1, 3, 6 и др.

Теоретический метод анализа по сравнению с экспериментальным не требует больших затрат, дает возможность относительно быстро получить результат. В рамках сделанных допущений теоретический метод дает точный результат. Если решение можно получить в виде конечной формулы, преимущество заключается в ее общности.

Наряду с отмеченными положительными сторонами теоретический метод обладает и существенными недостатками. Так, даже при использовании ЭВМ получение расчетных результатов оказывается возможным только при наличии замкнутого математического описания процесса, в котором число искомых неизвестных равно числу уравнений, а любое математическое описание всегда связано с теми или иными упрощениями реального процесса, и, следовательно, всегда есть вероятность того, что сделанные упрощения могут оказаться не вполне соответствующими реальному процессу, и тогда полученный теоретический результат также не будет соответствовать (не будет адекватен) действительному процессу.

Экспериментальный метод, в отличие от теоретического, как бы автоматически учитывает все физические нюансы реального процесса и в этом смысле дает достоверный результат (разумеется, если при проводимых в ходе эксперимента измерениях не допускаются какие-либо ошибки).

С другой стороны, чтобы получить результат измерения, необходима экспериментальная установка, которая требует затрат средств и времени на ее изготовление и проведение экспериментов. Еще одна весьма существенная особенность экспериментального метода исследования состоит в *масштабировании* исследуемых процессов. Дело в том, что экспериментальные измерения редко удается проводить на установке реальных размеров – для этого натуральная установка, как минимум, должна быть смонтирована. Но расчетные результаты для промышленной установки как раз и нужны еще на стадии ее проектирования, чтобы заранее найти необходимые параметры ее работы (скорости, размеры, необходимые разности давлений и т. п.). Во многих случаях, когда разрабатываются данные для уникальной будущей установки (проектируемой плотины, еще не существующего аппарата, проектируемого самолета и т. п.), эксперименты приходится проводить на уменьшенных моделях будущего объекта. При этом возникает очень важный вопрос о достоверности применения результатов измерений, полученных на уменьшенной модели, к будущему объекту больших размеров. Ответ на этот весьма важный вопрос может быть получен на основе метода теории подобия, которая указывает, как рационально организовать экспериментальные из-

мерения, как правильно обработать (представить) результаты проведенных измерений и каким образом использовать полученные результаты для широкого класса аналогичных процессов, включая и процессы в установках большего размера.

1.9.1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

Геометрическое подобие, как известно, может быть сформулировано через так называемые *константы подобия*. Так, для двух фигур прямоугольной формы (можно полагать, что это проекции труб, рис. 1.24) условие их подобия означает, что отношение сходственных размеров (длин и диаметров) фигур равно одной и той же константе подобия (константе подобного преобразования):

$$l''/l' = d''/d' = c_l, \quad (1.58)$$

где индекс l для константы подобия означает, что эта константа относится к подобию геометрических размеров (см. далее о подобию иных величин).

Соотношение (1.58) можно записать для любого числа подобных фигур; при этом для каждой пары фигур численное значение константы подобия c_l будет различным.

Согласно одному из правил пропорции в первом равенстве соотношения (1.58) средние члены можно поменять местами:

$$l''/d'' = l'/d' = i_l. \quad (1.59)$$

Соотношение (1.59) также представляет собой условие подобия двух (или любого числа) фигур, записываемое через *инвариант подобия*, который означает отношение однородных величин подобных фигур. В отличие от констант подобия инварианты подобия не изменяют своего численного значения при переходе от одной пары подобных фигур к другой (инварианты подобия i_l называют еще *симплексами геометрического подобия*).

Геометрическое подобие распространяется на подобие значительно более широкого класса величин: сил, скоростей, потоков вещества или теплоты; отрезков времени; температур, концентраций; физических свойств веществ и пр.

Подобие векторных величин сил, скоростей и потоков какой-либо субстанции (массы, теплоты, импульса) легко представить как геометрическое подобие соответствующих эпюр. Например, могут быть подобны параболические профили эпюр скоростей (1.54) ламинарных потоков в трубках

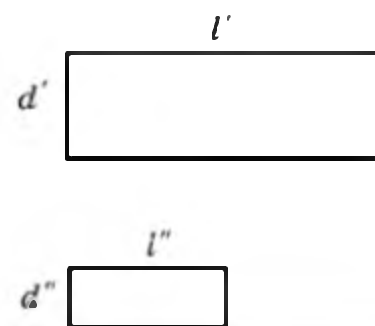


Рис. 1.24. К вопросу о геометрическом подобию

различных радиусов для жидкостей с различными вязкостями и при различных значениях $\Delta P_{\text{тр}}$, но не может быть подобия ламинарного параболического профиля (см. рис. 1.11) и турбулентного логарифмического профиля (рис. 1.12), поскольку не может быть геометрического подобия эпюр скоростей ламинарного и турбулентного потоков.

Также просто представить себе подобие отрезков времени, в течение которых развивается исследуемый процесс; для этого достаточно вспомнить о том, что кинолентку, на которой заснято развитие какого-либо процесса во времени, можно просматривать, пропуская ее через проектор с различной скоростью.

Подобие скалярных величин температур, концентраций и физических свойств веществ можно упрощенно представить как геометрическое подобие графиков этих величин в зависимости от параметров, влияющих на эти свойства.

Итак, математически условия подобия физических процессов могут быть записаны с помощью соответствующих констант или инвариантов подобия.

Рассмотрим теперь два потока вязкой жидкости, движение которых описывается уравнением Навье – Стокса (1.29). Для простоты будем рассматривать одномерные потоки ($w_y = w_z \equiv 0$ и $w_x \rightarrow w$), при этом координату x заменим на обобщенное обозначение линейного размера l ($x \rightarrow l$), а проекцию ускорения силы тяжести X заменим на g ($X \rightarrow g$). Тогда система (1.29) может быть представлена в упрощенном виде, сохраняющем, однако, все элементы физического содержания уравнения движения вязкой жидкости. Запишем такой упрощенный вид уравнений Навье – Стокса для двух потоков вязкой жидкости:

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial \tau'} + w' \frac{\partial w'}{\partial l'} &= g' - \frac{1}{\rho'} \frac{\partial P'}{\partial l'} + \frac{\mu'}{\rho'} \frac{\partial^2 w'}{\partial l'^2}; \\ \frac{\partial w''}{\partial \tau''} + w'' \frac{\partial w''}{\partial l''} &= g'' - \frac{1}{\rho''} \frac{\partial P''}{\partial l''} + \frac{\mu''}{\rho''} \frac{\partial^2 w''}{\partial l''^2}. \end{aligned} \quad (1.60)$$

Если процессы движения, описываемые первым и вторым дифференциальными уравнениями (1.60), подобны, то условие их подобия можно записать через константы подобия (1.58):

$$\frac{w''}{w'} = c_w; \frac{\tau''}{\tau'} = c_\tau; \frac{l''}{l'} = c_l; \frac{g''}{g'} = c_g; \frac{\rho''}{\rho'} = c_\rho; \frac{P''}{P'} = c_P; \frac{\mu''}{\mu'} = c_\mu, \quad (1.61)$$

где $c_w, c_\tau, c_l, c_g, c_\rho$ и т. д. – константы подобия для величин, отмеченных подстрочным индексом.

Из условий подобия (1.61) рассматриваемых процессов движения запишем величины второго процесса через соответствую-

щие величины первого и константы подобия: $w'' = c_w w'$, $\tau'' = c_\tau \tau'$, $l'' = c_l l'$, $g'' = c_g g'$, $\rho'' = c_\rho \rho'$, $P'' = c_P P'$, и $\mu'' = c_\mu \mu'$ и подставим во второе уравнение (1.60):

$$\frac{c_w}{c_\tau} \frac{\partial w'}{\partial \tau'} + c_w \frac{c_w}{c_l} w' \frac{\partial w'}{\partial l'} = c_g g' - \frac{c_P}{c_\rho c_l} \frac{1}{\rho'} \frac{\partial P'}{\partial l'} + \frac{c_\mu c_w}{c_\rho c_l^2} \frac{\mu'}{\rho'} \frac{\partial^2 w'}{\partial l'^2}.$$

Полученный результат почленно умножается на c_l/c_w^2 , что дает следующее дифференциальное уравнение для второго процесса движения:

$$\frac{c_l}{c_\tau c_w} \frac{\partial w'}{\partial \tau'} + 1 \cdot w' \frac{\partial w'}{\partial l'} = \frac{c_g c_l}{c_w^2} g' - \frac{c_P}{c_\rho c_w^2} \frac{1}{\rho'} \frac{\partial P'}{\partial l'} + \frac{c_\mu}{c_w c_\rho c_l} \frac{\mu'}{\rho'} \frac{\partial^2 w'}{\partial l'^2}. \quad (1.62)$$

Если теперь сравнить уравнение (1.62) с первым уравнением (1.60) и одновременно иметь в виду, что производные скорости по времени и по координате, а также производные давления для любой точки внутри движущегося потока представляют собой переменные величины, то из сравнения следует, что оба дифференциальных уравнения могут быть одновременно справедливыми только в случае, если все коэффициенты при слагаемых уравнения (1.62) равны единице:

$$\frac{c_l}{c_\tau c_w} = 1; \quad \frac{c_g c_l}{c_w^2} = 1; \quad \frac{c_P}{c_\rho c_w^2} = 1; \quad \frac{c_\mu}{c_w c_\rho c_l} = 1. \quad (1.63)$$

Подставляя в условия (1.63) значения констант подобия из условия подобия (1.61) рассматриваемых процессов и разнося величины с одним и двумя штрихами в разные стороны равенств, получим:

$$\frac{l'}{\tau' w'} = \frac{l''}{\tau'' w''}; \quad \frac{g' l'}{w'^2} = \frac{g'' l''}{w''^2}; \quad \frac{P'}{\rho' w'^2} = \frac{P''}{\rho'' w''^2}; \quad \frac{\mu'}{w' \rho' l'} = \frac{\mu''}{w'' \rho'' l''}. \quad (1.64)$$

Здесь проведено сравнение двух подобных процессов движения вязких жидкостей. Если же рассматривать некое множество такого рода подобных процессов движения, то каждое из равенств (1.64) может быть записано для всего множества подобных процессов. Тогда вместо условий (1.64) можно записать условие подобия множества процессов движения в более общем виде:

$$\frac{l}{\tau w} = \text{idem}; \quad \frac{g l}{w^2} = \text{idem}; \quad \frac{P}{\rho w^2} = \text{idem}; \quad \frac{\mu}{w \rho l} = \text{idem}. \quad (1.65)$$

Равенства (1.65) означают, что для подобных процессов движения вязких жидкостей должны оставаться идентичными (т. е.

сохранять свою величину) некоторые вполне определенные комплексы характерных для процессов движения величин. При этом структура таких комплексов однозначно определяется видом единого дифференциального уравнения (1.60), описывающего рассматриваемый процесс.

Непосредственной проверкой легко убедиться, что все четыре комплекса в соотношении (1.65) безразмерны:

$$\left[\frac{l}{\tau w} \right] = \frac{м}{с \cdot (м/с)} = 1; \quad \left[\frac{gl}{w^2} \right] = \frac{(м/с^2) \cdot м}{м^2/с^2} = 1;$$

$$\left[\frac{P}{\rho w^2} \right] = \frac{Н/м^2}{(кг/м^3)(м^2/с^2)} = \frac{кг \cdot м/(с^2 \cdot м^2)}{кг \cdot м^2/(м^3 \cdot с^2)} = \frac{кг/(м \cdot с^2)}{кг/(м \cdot с^2)} = 1;$$

$$\left[\frac{\mu}{w \rho l} \right] = \frac{Н \cdot с/м^2}{(м/с)(кг/м^3) \cdot м} = \frac{кг \cdot м \cdot с/(с^2 \cdot м^2)}{кг/(м \cdot с)} = \frac{кг/(м \cdot с)}{кг/(м \cdot с)} = 1.$$

Это обстоятельство является формальным следствием того физически неопременного условия, что все слагаемые уравнения движения (1.60) должны иметь одинаковую размерность.

Таким образом, при переходе от одного процесса к другому, подобному ему, определенные комплексы величин должны оставаться постоянными. Эти комплексы имеют совершенно конкретную структуру, определяемую структурой дифференциального уравнения, из которого они получены. Наиболее распространенное название таких комплексов – *критерии подобия*. Это вполне детерминированные, безразмерные комбинации физических величин, входящих в исходное уравнение (в более общем случае – в исходное математическое описание процесса), значения которых при рассмотрении подобных процессов остаются неизменными. Иная формулировка полученного результата: у подобных явлений (процессов) критерии подобия равны. Иногда такое утверждение называют *первой теоремой подобия*. Общее доказательство этой теоремы требует использования сложного математического аппарата и здесь не приводится.

Критерии гидромеханического подобия. Существенное значение имеет физическое содержание критериев подобия. Анализ структуры полученных критериев показывает, что так называемый *критерий гомохронности* $w\tau/l = \text{Но}$ есть мера отношения пути, пройденного потоком со скоростью w за время τ , к характерному размеру l той геометрической конфигурации, в которой происходит процесс (например, длины или диаметра трубопровода). Критерий гомохронности Но можно считать безразмерным временем развития нестационарных процессов.

Безразмерная группа величин $w^2/(gl) = Fr$ – так называемый *критерий Фруда* – представляет собой меру отношения сил инерции в потоке к силе тяжести, действующей на жидкость. В другой безразмерной группе $P/(\rho w^2)$ обычно производится замена статического давления на разность давлений, действующих на жидкость, $P \rightarrow \Delta P$. Тогда группа величин $\Delta P/(\rho w^2) = Eu$, называемая *критерием Эйлера*, по физическому смыслу представляет собой меру отношения силы разности статических давлений к силе инерции в потоке. Наконец, безразмерная группа $wl\rho/\mu = Re$ – уже знакомый нам (см. разд. 1.3) *критерий Рейнольдса* представляет собой меру отношения силы инерции к силе вязкого трения в потоке.

Следует отметить, что критерии подобия – это не простые, а довольно многогранные понятия и их смысл обычно уясняется не сразу.

Физическое содержание критериев гидродинамического подобия и то обстоятельство, что каждый из них является не просто отношением сил, действующих на движущуюся вязкую жидкость, а только *мерой отношения* этих сил, представляются наиболее ясными при ином способе вывода тех же критериев из дифференциального уравнения Навье – Стокса.

Вновь воспользуемся обобщенной формой записи уравнения Навье – Стокса в виде (1.60), но в данном случае – без верхних индексов, необходимости в которых здесь нет:

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} + w \frac{\partial w}{\partial l} = g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial l} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 w}{\partial l^2}. \quad (1.66)$$

Разделим второе слагаемое левой части уравнения (1.66) на первое слагаемое. Получаемое при этом отношение $w(\partial w/\partial l)/(\partial w/\partial \tau)$ в соответствии с физическим содержанием слагаемых левой части закона сохранения количества движения (1.66) имеет смысл отношения конвективного ускорения потока к ускорению потока, связанному с его нестационарностью (см. отдельные слагаемые уравнений (1.27) и (1.28)).

Однако значения производных скорости по координате и по времени в полученном отношении ускорений могут быть известными лишь в тех практически не встречающихся случаях, когда нелинейное дифференциальное уравнение (1.66) может быть решено аналитически. В общем же случае, когда решение дифференциального уравнения не может быть получено, значения производных могут быть лишь заменены на пропорциональные им отношения соответствующих конечных величин: $\partial w/\partial l \sim w/l$ и $\partial w/\partial \tau \sim w/\tau$, где w – характерное значение скорости потока, например средняя расходная скорость в трубе; l – характерный

размер системы, например диаметр трубы; τ – характерное время для нестационарного периодического процесса или текущее время стационарного непрерывного процесса.

После такой пропорциональной замены производных полученное отношение конвективного и локального ускорений потока принимает вид

$$w \frac{\partial w / \partial l}{\partial w / \partial \tau} \sim w \frac{w / l}{w / \tau} = \frac{w \tau}{l} = \text{Ho},$$

согласно которому физический смысл критерия гомохронности Ho соответствует мере отношения величин конвективного и локального ускорений или после умножения числителя и знаменателя на массу вещества потока – мере отношения конвективных и локальных инерционных сил в потоке.

То, что критерий Ho является лишь мерой отношения сил (или ускорений), а не точным их отношением, следует из вынужденной замены истинных, но неизвестных значений производных скорости на пропорциональные этим производным величины отношений конечных, известных по постановке задачи значений скорости, размера и времени.

Аналогично иллюстрируется физическое содержание прочих критериев подобия. Так, деление второго слагаемого левой части уравнения (1.66) на первое слагаемое правой части и вновь производимая замена производной на пропорциональное ей отношение конечных величин дают меру отношения сил (или ускорений) инерции к силам тяжести, т. е. критерий Фруда:

$$w \frac{\partial w / \partial l}{g} \sim w \frac{w / l}{g} = \frac{w^2}{gl} = \text{Fr}.$$

Деление второго слагаемого правой части дифференциального уравнения (1.66) на второе слагаемое левой части дает меру отношения сил разности давлений к силам инерции (критерий Эйлера):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P / \partial l}{w(\partial w / \partial l)} \sim \frac{1}{\rho} \frac{\Delta P / l}{w(w / l)} = \frac{\Delta P}{\rho w^2} = \text{Eu}.$$

Наконец, деление второго слагаемого левой части на последнее слагаемое правой части уравнения (1.66) после пропорциональной замены $\partial^2 w / \partial l^2 \sim w / l^2$ дает меру отношения сил инерции к силам вязкого трения, т. е. критерий Рейнольдса:

$$w \frac{\partial w / \partial l}{(\mu / \rho)(\partial^2 w / \partial l^2)} \sim w \frac{w / l}{(\mu / \rho)(w / l^2)} = \frac{w l \rho}{\mu} = \text{Re}.$$

Из всего изложенного о физическом смысле критериев гидродинамического подобия можно сделать вывод о том, что критерии подобия есть мера отношения однородных физических факторов (в данном случае сил или ускорений), действующих в процессе.

Понятие меры отношения означает, что если, например, для некоторого потока значение критерия Рейнольдса $Re_1 = 10\,000$, то совсем не обязательно в этом потоке силы инерции ровно в десять тысяч раз превосходят силы вязкого трения. Однако польза оценки действующих сил в форме меры их отношения состоит в том, что если для другого потока $Re_2 = 100\,000$, то это означает, что во втором потоке силы инерции в десять раз ($100\,000/10\,000 = 10$) превышают силы трения по сравнению с первым потоком. Даже такая относительная информация оказывается весьма полезной при сравнительной оценке основных факторов (в гидродинамических процессах – сил), оказывающих влияние на параметры исследуемых процессов.

На этих и иных свойствах критериев подобия (не только гидродинамических, но в дальнейшем – тепловых и массообменных критериях подобия) нам придется часто останавливать внимание практически во всех последующих главах.

Поскольку критерии подобия представляют собой меру отношения сил (а в дальнейшем – и иных физических факторов), то результат умножения или деления критериев подобия друг на друга приводит к новой безразмерной комбинации величин, которая тоже представляет собой критерий подобия. Так, например, деление квадрата критерия Рейнольдса Re^2 на критерий Fr дает новый критерий:

$$\frac{Re^2}{Fr} = \frac{(wl\rho/\mu)^2}{w^2/gl} = \frac{gl^3\rho^2}{\mu^2} = \frac{gl^3}{v^2} = Ga.$$

Критерий Галилея Ga не содержит в явном виде скорости потока и по физическому смыслу представляет собой меру отношения произведения силы инерции и силы тяжести к квадрату силы вязкого трения. Формально критерий Ga также безразмерный, поскольку это комбинация исходных безразмерных критериев; безразмерный он и по существу, так как в нем произведение двух сил делится на квадрат силы. Компактный вид критерия Ga не позволяет непосредственно видеть в его структуре три заключенные в нем силы. Однако эти силы можно вычленить, если произвести некоторые тождественные преобразования:

$$Ga = \frac{gl^3}{v^2} = \frac{gl^3\rho^2}{\mu^2} \cdot \frac{w^2}{w^2} = \frac{[\rho w(w/l)](\rho g)}{[\mu(w/l)]^2},$$

что и представляет собой меру отношения произведения сил инерции и тяжести к квадрату силы трения в потоке.

В гидродинамических и тепловых процессах используются еще два критерия подобия, представляющие собой некоторые разновидности критерия Галилея. Так, если в каком-либо процессе важна не просто сила тяжести, а архимедова выталкивающая (подъемная) сила в гравитационном поле, то критерий Ga умножается на отношение $\Delta\rho/\rho$, где $\Delta\rho$ – разность плотностей двух веществ, например твердых частиц и сплошной среды, в которой находятся частицы:

$$Ga \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{gl^3}{\nu^2} \frac{\Delta\rho}{\rho} = Ar.$$

Полученный таким образом *критерий Архимеда* имеет смысл меры отношения произведения сил инерции и Архимеда к квадрату силы трения (см., например, уравнения (1.104)–(1.106), (2.6a), (3.65), (3.78)):

$$\frac{[\rho w(w/l)](\Delta\rho g)}{[\mu(w/l)]^2}.$$

Когда разность плотностей $\Delta\rho$ вызвана различием температур Δt в пределах той же сплошной среды, то ее можно выразить через коэффициент объемного термического расширения β (K^{-1}) и величину Δt : $\Delta\rho = \rho\beta\Delta t$. Подстановка $\Delta\rho$ в выражение для критерия Архимеда дает:

$$\frac{gl^3}{\nu^2} \frac{\rho\beta\Delta t}{\rho} = \frac{gl^3}{\nu^2} \beta\Delta t = Gr.$$

Полученный *критерий Грасгофа* представляет собой меру отношения произведения сил инерции и архимедовой, вызванной различной степенью нагретости сплошной среды в занимаемом ею пространстве, к квадрату силы трения (см., например, уравнения (3.56)–(3.58), (3.60), (3.63)).

Еще одно важное положение теории подобия состоит в том, что всякое уравнение (дифференциальное или алгебраическое), выражающее связь между размерными физическими величинами (текущими переменными или постоянными параметрами), можно представить в виде эквивалентной зависимости между критериями подобия, составленными из этих размерных величин. Иногда это положение называют *второй теоремой подобия*.

Проиллюстрируем это положение сначала на простом примере алгебраического уравнения (1.57), определяющего связь между потерями на трение, скоростью ламинарного потока, вязко-

стью жидкости, длиной и диаметром трубы. Для этого размерное уравнение (1.57) почленным делением на ρw^2 приводится к безразмерному виду:

$$\frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\rho w^2} = 32 \frac{\mu L w}{d^2 \cdot \rho w^2}, \text{ или } Eu = 32 \frac{\mu}{w d \rho} \frac{L}{d} = 32 \frac{\Gamma}{Re}, \text{ т. е. } Eu = f(Re, \Gamma),$$

где в качестве характерного линейного размера трубы фигурирует ее диаметр, $\Gamma = L/d$ – симплекс геометрического подобия, а средняя по сечению трубы скорость записывается без верхнего индекса.

Рассмотрим теперь вторую теорему подобия на примере дифференциального уравнения движения (1.66), которое преобразуем, введя относительные величины скорости $W = w/w_0$, времени $\theta = \tau/\tau_0$, линейного размера $\Lambda = l/l_0$, ускорения силы тяжести $G = g/g_0$ и статического давления $\Pi = P/P_0$, где w_0 , τ_0 , l_0 , g_0 и P_0 – некоторые величины, принятые за масштабы скорости, времени, координаты, ускорения силы тяжести и давления, например начальная скорость потока, время прохождения потоком всей системы, характерный геометрический размер (длина или диаметр трубы), ускорение силы тяжести на уровне моря и статическое давление в начале потока соответственно.

Подставив безразмерные переменные в дифференциальное уравнение (1.66) и почленно умножив все слагаемые на l_0/w_0^2 , получим

$$\frac{1}{No} \frac{\partial W}{\partial \theta} + W \frac{\partial W}{\partial \Lambda} = \frac{1}{Fr} G - Eu \frac{\partial \Pi}{\partial \Lambda} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 W}{\partial \Lambda^2}, \quad (1.67)$$

где $No = w_0 \tau_0 / l_0$, $Fr = w_0^2 / (g_0 l_0)$, $Eu = P_0 / (\rho w_0^2)$ и $Re = w_0 l_0 \rho / \mu$ – знакомые критерии гидродинамического подобия, не имеющие размерности.

Таким образом, дифференциальное уравнение движения вязкой жидкости (1.67) оказалось выраженным полностью через безразмерные переменные и параметры, и, следовательно, решение этого дифференциального уравнения (независимо от того, возможно ли оно какими-либо методами) должно представлять собой некую функциональную зависимость между безразмерными величинами скорости (W) и давления (Π), безразмерными переменными (θ и Λ) и безразмерными параметрами процесса (коэффициентами уравнения) – критериями подобия гомохронности, Фруда, Эйлера и Рейнольдса.

Таким образом, на основе первого и второго положений (теорем) теории подобия из дифференциального уравнения (уравнений), описывающих исследуемый процесс, можно получить вполне определенные критерии подобия и утверждать, что между ними должна существовать функциональная зависимость, пусть даже и не определяемая аналитическими методами. Явный вид такой

зависимости определяется в соответствующим образом организованных экспериментах, о чем неоднократно будет говориться как в этой, так и последующих главах.

Третьей теоремой подобия является требование того, чтобы у подобных явлений (процессов) были подобными геометрические границы, а также начальные и граничные условия. Это требование представляется естественным, хотя его доказательство здесь также не приводится. Действительно, невозможно представить себе подобие, например, полей скоростей в двух каналах круглого и прямоугольного поперечных сечений или в случаях прилипания вязкой жидкости к стенке и полного проскальзывания идеальной (не обладающей свойством вязкого трения) жидкости относительно твердой поверхности такой же твердой стенки.

Заканчивая обзор теории подобия, отметим последовательность использования трех положений теории подобия: на основе третьего положения устанавливается факт подобия анализируемых явлений; затем на базе первого положения определяются критерии подобия и их конкретная структура; наконец, согласно второму положению обосновывается правомочность представления связи величин, описывающих процесс, в форме зависимости между критериями подобия.

Очень важно понимать, что теория подобия не может дать явную зависимость между критериями подобия, а устанавливает только неявную, возможную зависимость. Явный вид многочисленных критериальных зависимостей может быть получен только на основе анализа соответствующих экспериментальных данных, т. е. необходимо создавать опытные установки и проводить нужные измерения. Это весьма непростая работа, обычно требующая существенных затрат материальных ресурсов и времени, поэтому на первый взгляд может показаться, что теория подобия мало чем может помочь при исследованиях. Однако это не так, ибо на основе теории подобия можно существенно сократить число необходимых экспериментов, поскольку независимыми параметрами процесса являются не отдельные размерные физические величины, а безразмерные критерии подобия, а число таких обобщенных параметров оказывается меньшим, чем исходных размерных величин. Так, критерий Рейнольдса, являясь, согласно теории подобия, комплексным единым параметром, содержит четыре исходных размерных параметра (скорость, размер, плотность и вязкость). Поэтому при проведении экспериментов, чтобы изменить число Re , достаточно провести изменение одной из величин, например скорости потока, что значительно проще по сравнению с необходимостью изменения физических свойств жидкости или геометрического размера системы. Кроме того, в уже ус-

тановленной явной зависимости каждое значение критерия подобия соответствует множеству комбинаций из различных значений входящих в критерии размерных величин.

На практике наиболее удобным видом представления полученных экспериментальных результатов оказывается форма степенного одночлена; именно в этой форме и производится обработка опытных данных. В известном нам гидравлическом примере экспериментальные данные представляются в форме зависимости критерия Эйлера от критериев Fr , Re , Ho и от симплекса геометрического подобия Γ :

$$Eu = A Fr^{n_1} Re^{n_2} Ho^{n_3} \Gamma^{n_4}, \quad (1.68)$$

где значения множителя A и показателей степеней при критериях правой части n_1 , n_2 , n_3 и n_4 определяются путем обработки данных эксперимента. Конкретные примеры зависимостей типа (1.68) будут приведены как в этой главе, так и в последующих главах.

Различают *определяющие и определяемые критерии подобия*. Определяющие критерии содержат величины, задаваемые при анализе процессов; в соотношении (1.68) – это критерии правой части. Определяемый критерий $Eu = \Delta P_{тр}/(\rho w^2)$ содержит искомую величину разности статических давлений. Впрочем, понятие определяющих и определяемых критериев является относительным.

Методы теории подобия позволяют однозначно получать критерии подобия с ясным физическим смыслом. Но для использования теории подобия необходимо иметь замкнутое математическое описание процесса, в котором число уравнений должно быть равно числу искомых величин. При этом не важно, что математическое описание процесса не может быть решено аналитически, – вместо получения аналитического решения для установления связи между безразмерными переменными используются экспериментальные данные об исследуемом процессе. В этом смысле можно сказать, что использование метода теории подобия совместно с получаемыми опытными данными представляет собой метод экспериментального интегрирования исходного математического описания в обобщенных переменных. Этот метод, как нам предстоит не раз убедиться, широко применяется при анализе гидродинамических, тепловых и массообменных процессов.

О математическом моделировании. Как отмечалось ранее, в последние два-три десятилетия в связи с достижениями в области быстроедействующей вычислительной техники широкое применение получил метод математического моделирования технологических процессов. Основа этого метода, как и метода теории

подобия, – это замкнутое математическое описание исследуемого процесса, которое не может быть решено аналитически. Если аналитическое решение в каком-либо очень простом случае возможно, то необходимость в математическом моделировании отпадает, а экспериментальное исследование такого случая имеет смысл только как проверка тех упрощений, которые положены в основу используемого математического описания.

Математическое моделирование заключается, по существу, в численном решении исходного математического описания процесса с помощью компьютера. Иногда говорят, что при использовании метода математического моделирования проводится эксперимент с помощью математического описания процесса и компьютера. При этом сравнительно легко изменяются условия такого компьютерного эксперимента. Для этого достаточно изменять численное значение какого-либо исходного параметра (параметров), вводимого в компьютер, и благодаря его огромному быстродействию сравнительно быстро получать численные решения исходного математического описания при различных исходных условиях исследуемого процесса.

В настоящее время метод математического моделирования широко используется при проектировании технологических процессов, позволяя быстрым просчетом многочисленных вариантов анализируемого процесса выбирать его оптимальный вариант. В этом состоит значительное преимущество метода математического моделирования по сравнению с методом теории подобия, при котором число экспериментов обычно бывает ограничено возможностями опытной установки и несравнимо большим временем, требуемым для проведения каждого эксперимента.

Метод математического моделирования технологических процессов обладает широким набором различных хорошо разработанных приемов проведения компьютерных экспериментов и изучается на химико-технологических и смежных специальностях в рамках отдельной дисциплины после курса процессов и аппаратов.

Полезно, однако, иметь в виду, что при всех преимуществах метод математического моделирования ограничен тем исходным математическим описанием процесса, которое используется при расчетах, и если это описание не достаточно полное, то неучтенные в таком описании факторы естественным образом остаются неучтенными и в получаемых расчетных результатах. В этом смысле проведение эксперимента на опытной установке предпочтительнее, поскольку реальный физический процесс автоматически содержит в себе все факторы, в том числе и неучтенные в математическом описании, и, следовательно, результаты экспериментальных измерений также автоматически отразят всю сложность реального

процесса. Кроме того, слишком сложные математические описания, часто содержащие системы нелинейных дифференциальных уравнений или иные сложные математические формы связи многих переменных и исходных параметров процесса, при реализации их численного решения могут вызывать затруднения даже при использовании современных компьютеров.

Таким образом, метод математического моделирования обладает преимуществом перед физическим моделированием при исследовании процессов, имеющих не слишком сложное математическое описание, адекватность которого реальному процессу подтверждена экспериментально.

К сожалению, существует значительное число таких процессов, для которых составить достаточно полное математическое описание оказывается практически невозможно. Приведем только один пример, который будет рассматриваться в последующих главах. Многие процессы требуют поддержания жидкости в состоянии кипения (производство водяного пара, выпаривание растворов, перегонка и ректификация жидких смесей). При этом пузырьки образующихся паров не имеют правильной геометрической формы; более того, их форма непрерывно изменяется по мере подъема в слое кипящей жидкости. В такой ситуации записать в виде математического соотношения форму пузырей оказывается невозможным и, следовательно, невозможно математически сформулировать на границе раздела паровой и жидкой фаз условия равенства давлений, равенства тепловых потоков, скоростей движения фаз и пр.

Из изложенного следует, что замкнутое описание сложных технологических процессов далеко не всегда возможно. В таких случаях процессы изучаются экспериментально, а полученные результаты измерений обрабатываются (представляются) как расчетные формулы в виде связи между безразмерными комплексами, структуру которых можно получить на основе метода анализа размерностей.

1.9.2. МЕТОД АНАЛИЗА РАЗМЕРНОСТЕЙ

Этот весьма общий метод, не требующий для своего использования наличия замкнутого математического описания процесса, основан на том очевидном факте, что в любом физически правильном уравнении приравнивать или складывать можно только однородные величины одинаковой размерности. Из этого соображения может быть получена *π -теорема*, являющаяся основой метода анализа размерностей.

Согласно этой теореме, если зависимость, характеризующая некоторое явление, связывает n размерных величин, размерности

которых выражаются через m основных размерностей, то можно составить $\pi = n - m$ безразмерных групп, связь между которыми будет характеризовать явление с той же полнотой.

Не рассматривая общее, весьма сложное доказательство, проиллюстрируем π -теорему на простом известном нам примере процесса трения потока в прямой круглой трубе постоянного сечения. Будем считать, что из некоторых соображений физического характера или из предварительных опытов известно, что величина разности давлений, теряемая вследствие трения потока в трубе, зависит от вязкости и плотности (для турбулентного потока) движущегося вещества, от средней расходной скорости его движения, а также от диаметра и длины трубопровода, на основе чего можно записать следующую неявную функциональную зависимость:

$$\Delta P_{\text{тр}} = f(\mu, \rho, \bar{w}, d, L). \quad (1.69)$$

В этом соотношении число размерных величин $n = 6$ и число основных размерностей $m = 3$. Последнее следует из того, что все физические величины в соотношении (1.69) имеют механическую природу и, следовательно, выражаются через размерности массы (кг), протяженности (м) и времени (с).

Выразим размерности всех величин через основные размерности (заодно и убедимся, что в данном случае $m = 3$): $[\Delta P_{\text{тр}}] = \text{Н}/\text{м}^2 = (\text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2)/\text{м}^2 = \text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$; $[\mu] = \text{Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2 = (\text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2) \text{с}/\text{м}^2 = \text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $[\rho] = \text{кг}/\text{м}^3 = \text{кг}^1 \cdot \text{м}^{-3}$; $[\bar{w}] = \text{м}/\text{с} = \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$; $[d] = \text{м}^1$; $[L] = \text{м}^1$.

Запишем соотношение (1.69) в виде более конкретной зависимости – степенного одночлена:

$$\Delta P_{\text{тр}} = A \mu^a \rho^b \bar{w}^g d^k L^e, \quad (1.70)$$

где A – некоторый безразмерный числовой множитель, конкретное значение которого должно определяться из последующей обработки экспериментальных данных; a, b, g, k и e – также безразмерные показатели степеней, тоже определяемые из анализа данных экспериментов.

В степенное равенство (1.70) подставляются размерности всех величин:

$$\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2} = A(\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1})^a (\text{кг} \cdot \text{м}^{-3})^b (\text{м} \cdot \text{с}^{-1})^g \cdot \text{м}^k \cdot \text{м}^e. \quad (1.71)$$

Суммарные степени при каждой из основных размерностей в левой и правой частях соотношения (1.71) должны быть равными:

- при размерности массы (кг): $1 = a + b$;
- при размерности длины (м): $-1 = -a - 3b + g + k + e$;
- при размерности времени (с): $-2 = -a - g$.

Система трех алгебраических уравнений (1.72) содержит пять неизвестных. Выразим неизвестные b, g и k через a и e : $b = 1 - a$;

$g = 2 - a$; $k = -1 + a + 3b - g - e = -1 + a + (3 - 3a) - (-a + 2) - e = -a - e$, и подставим полученные значения в равенство (1.70):

$$\Delta P_{\text{тр}} = A \mu^a \rho^{1-a} \bar{w}^{2-a} d^{-a-e} L^e.$$

Объединим величины с численными степенями в левой части равенства, а величины в степенях a и e – в правой части.

$$\frac{\Delta P_{\text{тр}}}{\rho w^2} = A \left(\frac{\mu}{w \rho d} \right)^a \left(\frac{L}{d} \right)^e. \quad (1.73)$$

Таким образом, вместо размерного равенства (1.70), представляющего связь между шестью размерными величинами, получено эквивалентное ему соотношение (1.73), содержащее $\pi = m - n = 6 - 3 = 3$ безразмерные группы. Структура этих групп нам уже знакома: слева критерий Эйлера $Eu = \Delta P_{\text{тр}}/(\rho w^2)$; справа критерий Рейнольдса с диаметром в качестве характерного размера $Re = w \rho d / \mu$ и симплекс геометрического подобия $\Gamma = L/d$. Следовательно, равенство (1.73) можно записать в виде

$$Eu = A Re^{-a} \Gamma^e. \quad (1.74)$$

В частном случае ламинарного режима течения в прямой круглой трубе неизменного сечения постоянные величины A , a и e могут быть найдены из сравнения равенства (1.74) и теоретически полученной формулы (1.57): $A = 32$; $a = 1$ и $e = 1$. Следовательно, формулу (1.57) можно переписать в безразмерном виде:

$$Eu = 32 Re^{-1} \Gamma. \quad (1.75)$$

Для неламинарных режимов течения (турбулентного и переходного) коэффициенты A , a и e степенного равенства (1.74) приходится определять из анализа соответствующих экспериментальных данных, о чем будет сказано далее.

В заключение обзора методов теории подобия и анализа размерностей приведем их краткую сравнительную характеристику.

Метод анализа размерностей является весьма общим, и, главное, при его использовании не требуется математическое описание процесса. Следовательно, его можно применять для анализа сложных процессов, математическое описание которых составить затруднительно. Практически он и используется применительно к такого рода процессам. Существенные недостатки метода анализа размерностей по сравнению с методом теории подобия состоят в том, что в общем случае метод анализа размерностей не дает физического смысла получаемых с его помощью безразмерных групп (в приведенном простом примере физический смысл полученных групп был нам известен заранее, как раз при использовании метода теории подобия). Второй недостаток метода анализа размерно-

стей состоит в том, что если в исходном наборе влияющих на процесс величин допущена ошибка, то она автоматически переходит на получаемые безразмерные группы (так, даже в рассмотренном нами простом случае известная ошибка одного из классиков физики состояла в том, что он исключил из исходного набора (1.69) влияющих на $\Delta P_{тр}$ величин плотность жидкости ρ).

Использование метода теории подобия, наоборот, требует наличия математического описания процесса, но зато из этого описания получается однозначный набор критериев подобия с четким физическим смыслом для каждого из них.

Из приведенного сравнения и изложенного ранее следует, что всегда нужно стремиться к получению возможно более подробного, замкнутого математического описания процесса, которое может быть решено либо аналитически (в предельно простых случаях), либо численно с помощью вычислительной техники, а если такие решения оказываются невозможными, то из математического описания методом теории подобия получают набор критериев подобия, явную связь между которыми устанавливают, проводя экспериментальное исследование процесса. И только, если математическое описание оказывается невозможным, безразмерные группы получают, используя метод анализа размерностей, после чего связь между ними устанавливается обработкой соответствующих экспериментальных данных.

1.10. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРУБОПРОВОДОВ И АППАРАТОВ

Переходя к краткому обзору экспериментальных данных о гидравлических сопротивлениях, отметим, что под термином “гидравлическое сопротивление” принято понимать величину разности статических давлений на входе потока в рассматриваемый элемент (трубопровод, аппарат) и на выходе из него в зависимости от средней расходной скорости потока, свойств вещества потока, геометрических размеров и конфигурации элемента, через который протекает поток. Примером формулы для расчета такого гидравлического сопротивления служит полученное ранее соотношение (1.57) для определения потерь давления на трение ламинарного потока в прямой круглой трубе постоянного сечения.

Еще раз отметим, что теоретические решения задачи о потерях на трение помимо рассмотренной ранее формулы (1.57) возможны лишь в нескольких ограниченных случаях (ламинарное течение вдоль пластины, обтекание шара при $Re \rightarrow 0$ и некоторые другие). Подавляющее же большинство задач, представляющих интерес для практики, не решается теоретически, и все

проводимые далее формулы для расчета потерь давления (ΔP) представляют собой результаты обобщения многочисленных экспериментальных данных по измерению величин ΔP в зависимости от влияющих параметров потока и специфики самого элемента гидравлической системы.

Для *прямых трубопроводов постоянного сечения* (в данном случае не обязательно круглого) при переходном и турбулентном режимах течения ($2300 \leq Re < 10^5$) соответствующие эксперименты дают следующие значения коэффициента и показателей степеней в общей критериальной зависимости (1.73): $A = 0,16$, $a = 0,25$; $e = 1$, т. е.

$$Eu = 0,16 Re^{-0,25} (L/d_3), \quad (1.76)$$

где в качестве характерного размера d_3 используется эквивалентный диаметр трубопровода (1.16); $Re = wd_3/\nu$.

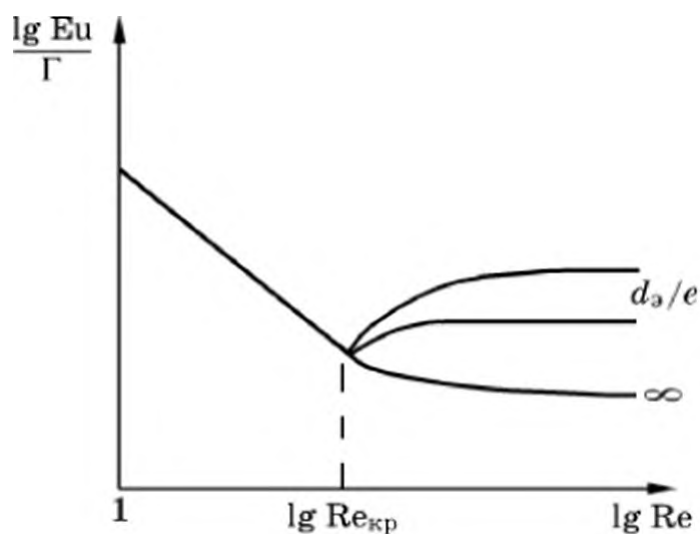
При $Re > 10^5$ может быть использована корреляционная формула

$$Eu = \frac{L/d_3}{(1,82 \lg Re - 1,64)^2}. \quad (1.77)$$

Корреляционные формулы (1.76) и (1.77) (в которых, как и далее, для упрощения опускается индекс “тр” при перепаде статического давления) справедливы для так называемых *гладких трубопроводов* (трубы из цветных металлов, пластмасс, стекла и т. п.). Для *шероховатых труб* (сталь, чугун, керамика) вводится дополнительный геометрический симплекс $\Gamma_e = d_3/e$, учитывающий влияние на величину ΔP относительной шероховатости, т. е. отношения эквивалентного диаметра трубопровода к средней высоте (e) выступа шероховатости. Для стальных новых труб $e = 0,2-0,3$ мм; для стальных труб, подвергшихся умеренной коррозии, $e \cong 0,5$ мм, для чугунных труб значение e достигает 1 мм.

Для практических расчетов ΔP вместо формулы (1.76) часто используется удобный график (рис. 1.25), на котором в качестве параметра учитывается влияние шероховатости негладких труб. Из графика следует, что шероховатость трубопровода влияет на перепад статического давления (на

Рис. 1.25. Зависимость критерия Эйлера от критерия Рейнольдса и относительной шероховатости d_3/e



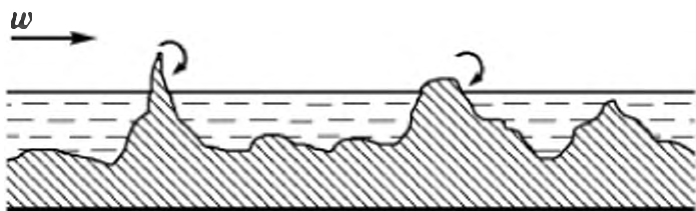


Рис. 1.26. Схема взаимодействия турбулентного потока с выступами шероховатости

сопротивление) только вне ламинарного режима течения (при $Re > Re_{кр} = 2300$), когда бугорки шероховатости выступают над пристенным ламинарным слоем (рис. 1.26).

При этом за вершинами бугорков устанавливается вихревое движение, интенсивность которого увеличивается по мере увеличения критерия Re . При ламинарном режиме течения впадины между выступами шероховатости заполнены очень медленно движущейся около стенки жидкостью, и основной ламинарный поток, проходя с небольшой скоростью (см. рис. 1.11) над бугорками шероховатости, практически не испытывает их влияния.

Расчеты потерь энергии (давления) на трение удобно проводить по формуле, записываемой в размерном виде с использованием так называемого *коэффициента трения* λ :

$$\Delta P = \lambda \frac{L}{d_s} \frac{\rho w^2}{2}. \quad (1.78)$$

Формула (1.78) справедлива как для ламинарного, так и для турбулентного режимов движения. Безразмерный коэффициент трения λ для гладких труб соответственно равен: для ламинарного режима $\lambda = 64/Re$ ($Re < 2300$); для турбулентного режима $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ ($Re = 10^4 - 10^5$) и $\lambda = 0,0032 + 0,221Re^{-0,237}$ ($Re = 10^5 - 3,4 \cdot 10^6$). Для шероховатых труб удобнее пользоваться графиком (рис. 1.27), аналогичным графику на рис. 1.25, где также для гладких труб $e = 0$ и $d_s/e \rightarrow \infty$.

При нагревании или охлаждении жидкостей могут использоваться трубы, свернутые в *змеевики*, которые для проходящей по ним жидкости представляют непрерывно искривленные каналы. Опыты показывают, что в таких каналах сопротивление оказывается несколько большим, чем в прямой трубе такой же длины:

$$\Delta P_{зм} = \Delta P(1 + 3,54d/D). \quad (1.79)$$

Здесь ΔP – потери на трение в прямой трубе такой же длины, что и длина свернутой в змеевик трубы. Значение ΔP рассчитывается по формулам (1.75)–(1.78) и по графикам на рис. 1.25 или 1.27; d – внутренний диаметр трубы;

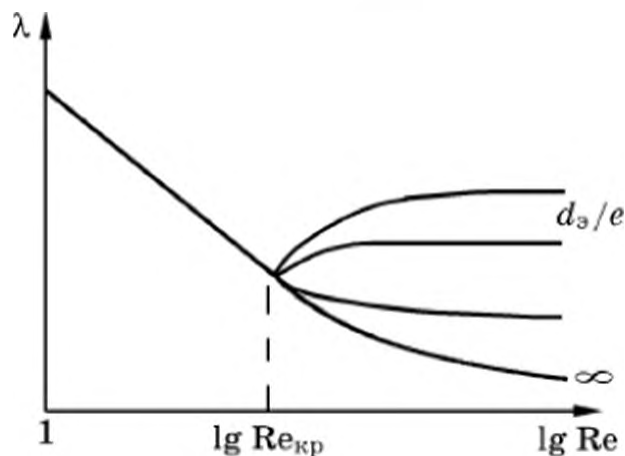


Рис. 1.27. Зависимость коэффициента трения от критерия Рейнольдса и относительной шероховатости

D – диаметр витков змеевика; 3,54 – коэффициент, определенный из опытов.

На трубопроводах всегда имеется та или иная аппаратура, регулирующая расход жидкости. Возможны также повороты, изменения поперечного сечения трубопровода. На таких *локальных участках* происходит изменение вектора скорости потока либо по величине (при изменении поперечного сечения), либо по направлению (при поворотах трубопровода), либо одновременно и по величине, и по направлению (при прохождении вентилей или задвижек (см. рис. 1.21)).

Изменение вектора скорости вязкой жидкости приводит к образованию застойных зон с вихревым движением жидкости, причем в этих вихрях происходит потеря части механической энергии потока с превращением ее в теплоту.

Потери статического давления на *местных сопротивлениях* определяются общей формулой (1.47), в которой, однако, при вычислениях обычно опускаются подстрочные индексы:

$$\Delta P = \zeta \frac{\rho w^2}{2}. \quad (1.80)$$

Значения коэффициентов местных сопротивлений ζ могут иметь различные численные значения для разных видов сопротивлений. Так, например, при входе в трубопровод с острым краем $\zeta = 0,5$, с закругленным краем $\zeta = 0,2$; при выходе из трубопровода в практически неограниченное пространство $\zeta = 1,0$; при внезапном повороте потока на 90° (колени или угольник) $\zeta = 1,1-2,2$ в зависимости от диаметра трубопровода; для нормального вентиля при его полном открытии $\zeta = 4-11$ также в зависимости от диаметра, при прохождении потоком открытой задвижки $\zeta = 0,15-0,5$ и т. п.

Рассмотренные до сих пор примеры гидравлических сопротивлений относились к так называемой *внутренней задаче* гидромеханики, когда поток жидкости проходит внутри канала (трубопровода), стенки которого охватывают движущуюся жидкость снаружи. В технике, однако, нередки случаи, когда поток вязкой жидкости обтекает твердое тело, т. е. реализуется *внешняя задача*. Наиболее распространенный вариант внешней задачи гидромеханики – это *поперечное обтекание трубы* или так называемого *пучка* параллельно расположенных труб.

При движении вязкой жидкости поперек трубы до значения $Re = wd/\nu \cong 200$ наблюдается ламинарный режим обтекания; при этом ламинарный исходный поток, набегающий со скоростью w на поверхность трубы диаметром d , плавно смыкается в

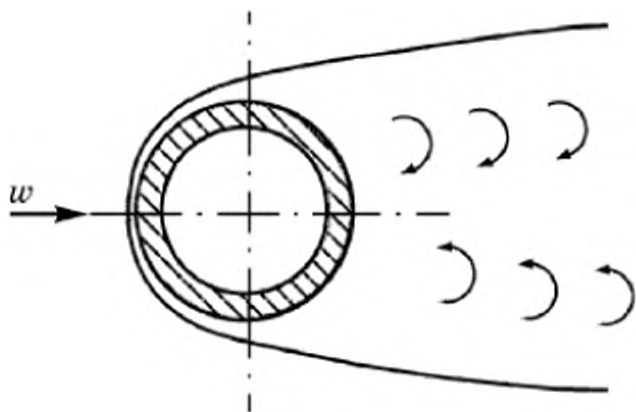


Рис. 1.28. Внешнее обтекание трубы (сферы) с образованием спутного следа в кормовой зоне ($Re > Re_{кр} = 200$)

кормовой части за трубой, не образуя каких-либо локальных вихрей.

Полезно обратить внимание на значение экспериментально установленного критического ($Re_{кр}$) числа Рейнольдса, которое при поперечном обтекании цилиндра (трубы) имеет иное численное значение, чем при течении вязкой жидкости внутри трубы; это дополнительно иллюстрирует то обстоятельство, что критерии подобия являются не точным отношением сил, а лишь условной мерой их отношения.

По мере увеличения значения Re пограничные слои у поверхности цилиндра начинают сворачиваться в локальные вихри, которые отрываются от твердой поверхности попеременно сверху и снизу (рис. 1.28) и сносятся по направлению потока, образуя так называемый вихревой (спутный) след за телом. Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса и турбулизация набегающего потока приводят к дроблению вихрей в спутном следе.

Аналогичная картина наблюдается при обтекании сферы или другого тела плохо обтекаемой формы. Хорошо обтекаемая форма — это каплеобразная форма тела с небольшим отношением поперечного размера к длине в направлении потока.

В вихревом гидродинамическом следе за телом и на наружной поверхности цилиндра происходит потеря части механической энергии потока с превращением этой части в теплоту. Форма записи потери энергии при внешнем обтекании тел аналогична формуле для потерь на местных сопротивлениях:

$$\Delta P = \xi \frac{\rho w^2}{2}, \quad (1.81)$$

где ξ — коэффициент сопротивления обтекаемого тела, определяемый экспериментально и зависящий от значения критерия Рейнольдса и от формы тела. Для труб при $Re < 2 \cdot 10^5$ $\xi = 0,3-0,4$; при $Re > 5 \cdot 10^5$ $\xi = 1,2$.

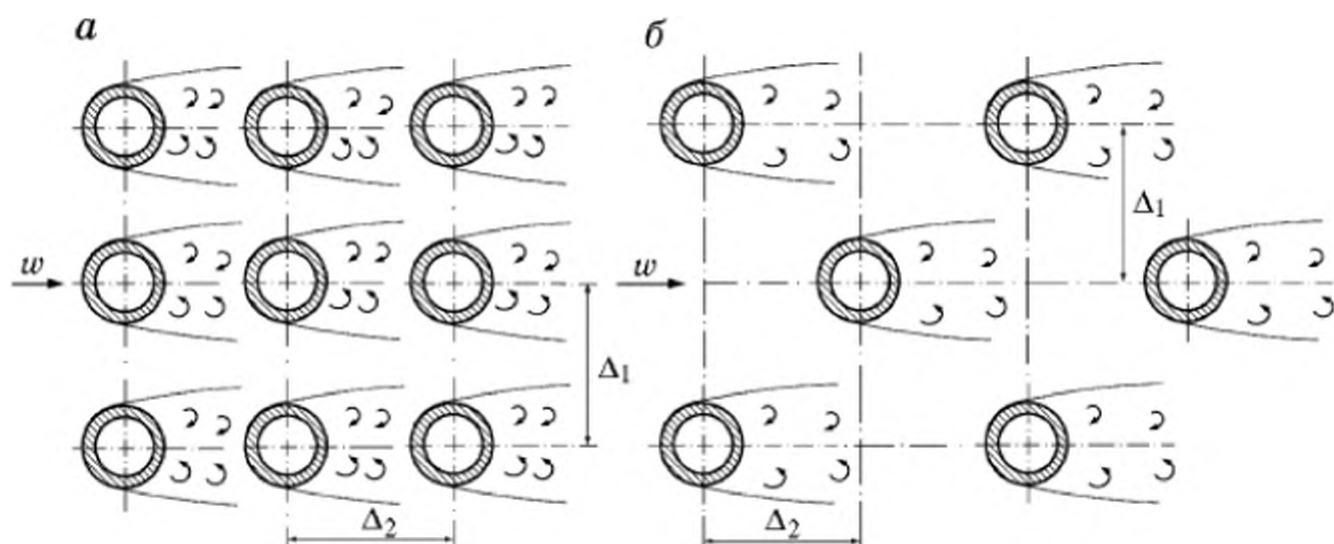


Рис. 1.29. Поперечное обтекание пучка параллельных труб потоком вязкой жидкости:

а – коридорное расположение труб; *б* – шахматное

Когда поток проходит поперек *пучка параллельных труб*, то только первый (лобовой) ряд труб омывается невозмущенным потоком, и сопротивление трубок этого ряда соответствует сопротивлению одиночных труб. Уже второй ряд трубок находится под влиянием гидродинамического следа первого ряда (рис. 1.29, *а*, *б*), что оказывает влияние на его сопротивление, и т. п. Потеря статического давления (удельной объемной энергии) при прохождении потоком вязкой жидкости поперек пучка параллельных труб рассчитывается не для каждого ряда, а в среднем для всего пучка, поэтому коэффициент сопротивления ξ в расчетном соотношении (1.81) зависит не только от числа Рейнольдса, но и пропорционален числу рядов m труб, а также зависит от отношения расстояний Δ_1 и Δ_2 между рядами к наружному диаметру d труб: $\xi(\text{Re}, m, \Delta_1/d, \Delta_2/d)$. Значение скорости в критерии $\text{Re} = wd/\nu$ берется как скорость между трубами, т. е. в наиболее узком сечении потока. Конкретные числовые зависимости для ξ приводятся в справочной литературе.

Аналогичная зависимость коэффициента сопротивления ξ наблюдается при поперечном обтекании пучков труб, расположенных в шахматном порядке (рис. 1.29, *б*), при этом лишь незначительно изменяются численные зависимости ξ от тех же переменных.

В *теплообменной аппаратуре* (см. рис. 1.31 и гл. 3) пучки труб обтекаются потоком не под прямым углом, как это показано на рис. 1.29, *а*, *б*, а под меньшим углом (углом атаки φ) (рис. 1.30). При этом потери давления уменьшаются, что учитывается умножением коэффициента сопротивления ξ на по-

правочный множитель $\psi(\varphi)$: $\xi \cdot \psi(\varphi)$. Согласно экспериментальным данным численные значения $\psi(\varphi)$ изменяются от 1 при $\varphi = 90^\circ$ до 0,15 при $\varphi = 10^\circ$.

Численные значения коэффициентов трения λ в зависимости от критерия Re и относительной шероховатости внутренней стенки трубопровода эквивалентным диаметром d_3 и коэффициентов местных сопротивлений ξ , содержащихся в справочной литературе по прикладной гидромеханике, получают экспериментально. В экспериментах с помощью того или иного расходомера (см. разд. 1.7.3) измеряются величины расходов V_c и перепадов статического давления ΔP в начале и конце трубопровода длиной L или до и после конкретного местного сопротивления (см. рис. 1.16). По уравнению (1.15) и значениям измеренных расходов вычисляются скорости w потока, при которых измерялись величины ΔP . Из формулы (1.78) вычисляются значения коэффициентов трения $\lambda(Re, d_3/e)$, а из формулы (1.80) – значения коэффициентов соответствующих местных сопротивлений $\xi(Re, \Gamma_1, \Gamma_2)$, где Γ_1 и Γ_2 – соотношения характерных для конкретного местного сопротивления геометрических размеров.

Гидравлическое сопротивление движению потоков вязких жидкостей оказывают не только протяженные трубопроводы и их отдельные элементы (местные сопротивления) или твердые тела, обтекаемые потоками, но и технологические аппараты, через которые проходят потоки жидкостей.

В качестве наиболее распространенного аппарата рассмотрим *кожухотрубчатый теплообменник* (рис. 1.31), широко используемый для реализации процесса обмена теплотой между потоками теплоносителей (жидких, газовых или паровых).

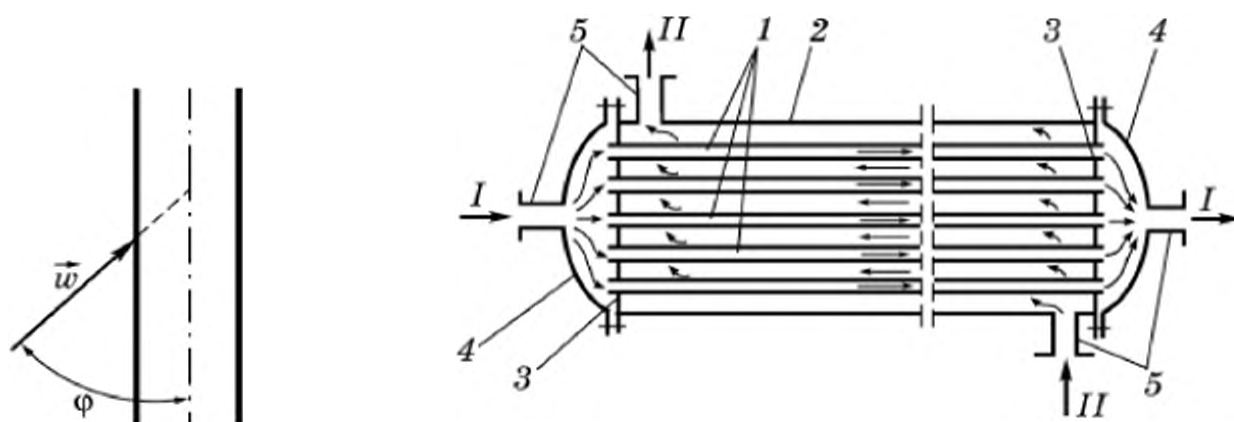


Рис. 1.30. Косое обтекание трубы внешним потоком

Рис. 1.31. Кожухотрубчатый теплообменный аппарат:

1 – пучок параллельных труб; 2 – кожух; 3 – трубные решетки; 4 – крышки; 5 – штуцеры ввода и вывода потоков теплоносителей I и II

Один из теплоносителей (*I*) проходит внутри пучка параллельных труб, а второй (*II*) – по межтрубному пространству, т. е. по пространству, ограниченному наружной поверхностью пучка труб и внутренней поверхностью кожуха.

Процесс теплообмена подробно анализируется в гл. 3, а здесь рассматривается расчет только гидравлических сопротивлений, испытываемых потоками *I* и *II* при прохождении их через такой аппарат.

Теплоноситель *I* последовательно проходит следующие участки, на каждом из которых теряется некоторая часть от его общей механической энергии: 1) участок местного сопротивления при внезапном расширении потока, выходящего из левого штуцера в левую крышку теплообменника; коэффициент местного сопротивления в расчетном уравнении (1.80) здесь зависит от критерия $Re_{\text{шл}} = w_{\text{шл}} d_{\text{шл}} / \nu$, где $w_{\text{шл}}$ – скорость теплоносителя *I* в штуцере диаметром $d_{\text{шл}}$, и, в принципе, еще от отношения $(d_{\text{шл}}/D_{\text{к}})^2$, т. е. от отношения поперечных сечений штуцера и крышки; 2) участок местного сопротивления внезапного сужения потока при входе теплоносителя *I* из левой крышки в параллельные трубы трубного пучка; коэффициент местного сопротивления входа здесь будет зависеть от величины критерия $Re_{\text{т}} = w_{\text{т}} d / \nu$, в котором, согласно уравнению расхода (1.15), $w_{\text{т}} = w_{\text{шл}} d_{\text{шл}}^2 / (n d^2)$, n – число параллельных трубок внутренним диаметром d , и от отношения суммарного поперечного сечения трубок к поперечному сечению крышки $n d^2 / D_{\text{к}}^2$; 3) участок сопротивления трения при параллельном прохождении теплоносителя *I* по всем трубкам трубного пучка со скоростью $w_{\text{т}}$; величина этого сопротивления вычисляется по уравнению (1.78), в котором d и L – внутренний диаметр и длина трубок; здесь существенно, что полученная расчетом величина ΔP – это разность давлений, одинаковая на всех n параллельных трубках (аналогично на электрических, включенных параллельно сопротивлениях, разность электрических потенциалов одинакова, а электрические токи – одинаковы во всех параллельных сопротивлениях, если эти сопротивления одинаковы); скорости $w_{\text{т}}$ в каждой из трубок равны, поскольку их гидравлические проводимости, т. е. величины, обратные равным гидравлическим сопротивлениям, также одинаковы; значение коэффициента трения λ определяется по графику рис. 1.27 в зависимости от значения $Re_{\text{т}}$ и относительной шероховатости d/e внутренней поверхности труб; 4) участок местного сопротивления внезапного расширения потока при выходе его из трубок в правую крышку аппарата; коэффициент ζ здесь, как и на втором участке, является функцией $Re_{\text{т}} = w_{\text{т}} d / \nu$ и отношения поперечных сечений $n d^2 / D_{\text{к}}^2$; 5) участок локального сужения потока при входе его из крышки в штуцер; коэффициент местного сопротивления в общей расчетной формуле (1.80), как и на первом участке, зависит от $Re_{\text{шл}} = w_{\text{шл}} d_{\text{шл}} / \nu$ и от отношения сечений штуцера и крышки $(d_{\text{шл}}/D_{\text{к}})^2$.

В процессе анализа полагалось, что диаметры входного и выходного штуцеров крышек теплообменного аппарата одинаковы. При вычислении значений вязкостей теплоносителя *I* (как, впрочем, в дальнейшем и для теплоносителя *II*) следует учитывать, что в различных точках по пути его следования температура теплоносителя изменяется. Для газовых и паровых теплоносителей изменение температуры приводит к заметному изменению их плотности ρ , что должно учитываться согласно закону со-

стояния идеальных газов $\rho = \rho_0(T_0/T)(P/P_0)$, в котором ρ_0 – плотность газа или пара при нормальных условиях; $T_0 = 273,16$ К; $P_0 = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м² – нормальные значения абсолютной температуры и давления; T – температура по абсолютной шкале и P – давление (для несжимаемых сред величина давления по длине теплообменника по сравнению с его средним значением изменяется пренебрежимо мало). Изменение плотности газовых или паровых теплоносителей должно учитываться при вычислении их локальных скоростей по уравнению расхода общего вида (1.15).

Рассмотрим теперь потерю разности статических давлений (объемной удельной энергии потока) при прохождении теплоносителя II по межтрубному пространству кожухотрубчатого аппарата. Здесь, как и в трубном пространстве, происходит суммирование нескольких последовательных сопротивлений (потерь разности давлений): 1) сопротивление на участке расширения потока, выходящего из штуцера диаметром $d_{шII}$ в межтрубное пространство; коэффициент местного сопротивления ζ и величина ΔP в формуле (1.80) здесь определяются по скорости $w_{шII}$ в штуцере; 2) сопротивление при повороте потока в межтрубном пространстве со скоростью потока $w_{нт} = w_{шII} d_{шII}^2 / (D_k^2 - n d_n^2)$, где выражение в знаменателе есть поперечное сечение межтрубного пространства, d_n – наружный диаметр труб; 3) сопротивление трения потока в межтрубном пространстве, где поток проходит параллельно трубам со скоростью $w_{нт}$; расчет потерь на трение производится по формуле (1.78), в которую подставляются длина труб L и эквивалентный диаметр межтрубного пространства $d_3 = 4(D_k^2 - n d_n^2) / (D_k + n d_n)$, получаемый по формуле (1.17); коэффициент трения λ находится по графику рис. 1.27 в зависимости от $Re_{нт} = w_{нт} d_3 / \nu$ и от относительной шероховатости наружной поверхности труб d_3/e ; 4) местное сопротивление при повороте потока на 90° перед левой трубной решеткой, рассчитываемое по формуле (1.80) со скоростью $w_{нт}$, как и для второго сопротивления; 5) сопротивление локального сужения потока при входе в левый верхний штуцер диаметром $d_{шII}$.

Изменение температуры теплоносителя II при определении его вязкости и плотности учитывается таким же образом, как это было отмечено применительно к потоку теплоносителя I .

В межтрубном пространстве современных кожухотрубчатых теплообменных аппаратов для интенсификации процессов теплоотдачи устанавливаются *поперечные* трубам *перегородки* с сегментными вырезами для прохода теплоносителя (см. рис. 3.42, а). При этом поток теплоносителя II перемещается по межтрубному пространству не параллельно осям труб, как это было в отсутствие перегородок, а обтекает наружную поверхность труб под некоторым углом φ (см. рис. 1.30). В этом случае вместо п. 3 в предыдущей последовательности расчета потерь на трение в межтрубном пространстве вычисления проводятся как для суммы местных сопротивлений в каждом пространстве между соседними секциями.

При расчете коэффициента местного сопротивления для всего межтрубного пространства по формуле (1.80) используется эмпирическая формула: $\zeta = 3m(n_n + 1)/Re^{0,2}$, где $Re = w d_n / \nu$, $w = V_c / S_{нт}$ – скорость потока в сегментном вырезе перегородки; V_c – объемный секундный расход теплоносителя, м³/с; $S_{нт}$ – площадь выреза перегородки (приводится в

нормалях на теплообменники), m^2 ; m – среднее число рядов труб в направлении движения потока; $m \cong (n/3)^{0.5}$, n – общее число труб теплообменника; n_{\perp} – число поперечных перегородок (приводятся в нормалях).

Рассмотрим теперь еще один распространенный в химической технологии процесс движения вязкой жидкости через слой дисперсных твердых материалов. Такими дисперсными материалами могут служить, например, частицы гранулированных катализаторов или адсорбентов, через которые фильтруются потоки реагентов или парогазовых смесей. Часто используются слои керамических колец, по которым сверху вниз стекает пленка капельной жидкости, а навстречу жидкости по пространству между кольцами и внутри колец поднимается вверх поток газа или пара, который обменивается каким-либо веществом (или теплотой) с пленкой жидкости (рис. 1.32).

В общем случае течение вязкой среды через слой *насадки* представляет собой промежуточный вариант между внутренней задачей течения внутри закрытых каналов и внешней задачей обтекания твердых частиц. В большинстве практически важных случаев такой тип течения оказывается ближе к движению потока внутри каналов, но существенно неправильной геометрической формы, с постоянными расширениями, сужениями, вновь расширениями и поворотами. Поэтому расчет потери механической энергии потока (разности статических давлений) здесь производится по формуле (1.78), где L – высота слоя насадки; $d_s = 4\varepsilon/\sigma$ – эквивалентный диаметр канала между частицами; ε – порозность (объемная доля пустот) слоя насадки; σ – удельная поверхность насадки, m^2/m^3 ; $w = w_0/\varepsilon$ – действительная скорость жидкости между частицами; w_0 – скорость жидкости, отнесенная ко всему свободному от насадки сечению аппарата; λ_s – эффективный коэффициент трения газа о поверхность насадки.

Для неупорядоченных слоев насадки из так называемых *колец Рашига* (керамические трубочки длиной, равной диаметру) одна из экспериментально полученных зависимостей имеет вид:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= 140/Re \text{ при } Re < 40 \text{ – ламинарный режим;} \\ \lambda_s &= 16/Re^{0.2} \text{ при } 40 < Re < 7000 \text{ – турбулентный режим;} \\ \lambda_s &= 2,3 \text{ при } Re > 7000 \text{ – автомодельный режим,} \end{aligned} \quad (1.82)$$

где $Re = wd_s/\nu$.

Из соотношений (1.82) следует, что для течения вязких жидкостей через слои насадок значение критерия Рейнольдса, при котором заканчивается ламинарный режим движения, вновь не совпадает с критическими значениями для других случаев течения (внутри каналов, обтекание цилиндра).

Для насадок, орошаемых жидкостью, гидравлическое сопротивление увеличивается; соответствующие опытные данные и корреляционные расчетные соотношения приводятся в справочной литературе.

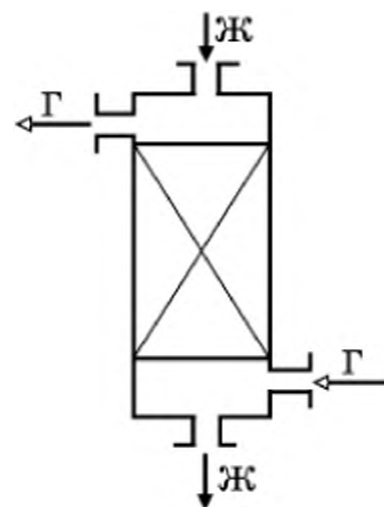


Рис. 1.32. Аппарат с неподвижным слоем (насадкой) дисперсного материала

Таким образом, для расчета величин потерь части механической энергии вязкого потока при прохождении его по трубопроводам, через отдельные их элементы и технологические аппараты, можно записать уравнение (1.44) для объемной энергии, которую необходимо сообщить потоку, в следующем развернутом виде, включив в него и потери энергии $\sum_j \Delta P_{\text{ап},j}$ при прохождении потоками технологических аппаратов:

$$\Delta P_{\text{общ}} = \frac{\rho w^2}{2} + \rho g z + (P_{\text{ст}2} - P_{\text{ст}1}) + \lambda \frac{L}{d_s} \frac{\rho w^2}{2} + \sum_i \zeta_i \frac{\rho w_i^2}{2} + \sum_j \Delta P_{\text{ап},j}, \quad (1.83)$$

где для каждого из возможных j аппаратов расчет $\Delta P_{\text{ап},j}$ производится в зависимости от его специфики так, как это рассмотрено на примерах кожухотрубчатого теплообменника и насадочного массообменного аппарата.

1.11. ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ДИАМЕТРЕ ТРУБОПРОВОДА

В процессе проектирования гидравлических сетей, имеющих, как правило, протяженность в десятки и сотни метров даже в пределах одного предприятия (городские теплофикационные сети и дальние нефте- и газопроводы имеют еще большую протяженность), возникает вопрос о выборе диаметра трубопровода, по которому предстоит транспортировать то или иное текучее вещество обычно с заданным расходом V_c , м³/с (или M_c , кг/с), на известное расстояние.

Общий смысл такой постановки задачи состоит в том, что если выбрать трубопровод малого диаметра, то его стоимость, естественно, будет относительно невелика, но заданное количество вещества V_c придется транспортировать по трубопроводу малого диаметра с высокой скоростью $w = V_c / (\pi/4 d^2)$. Это приведет к значительным затратам электроэнергии на транспортирование вещества, поскольку многие слагаемые в соотношении (1.83) пропорциональны квадрату скорости.

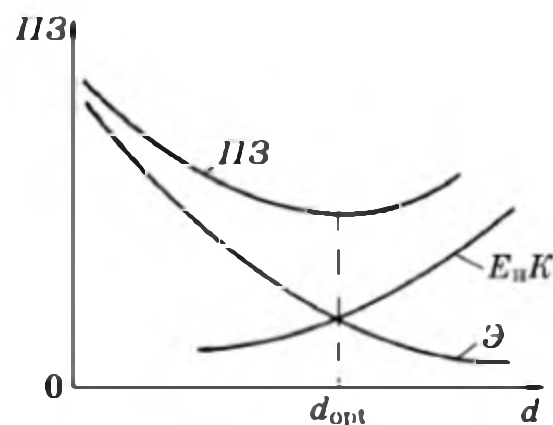
Если же для уменьшения затрат электроэнергии на транспортирование вещества использовать трубопровод большого диаметра, то, наоборот, возрастут капитальные затраты на стоимость самого трубопровода, на его доставку, монтаж и будущий ремонт.

Таким образом, общие, так называемые *приведенные затраты ПЗ*, руб/год, на трубопровод и на транспортировку состоят из двух слагаемых – капитальных K , руб., и эксплуатационных \mathcal{E} , руб/год, затрат, – каждое из которых по-разному зависит от диаметра трубопровода: одно с ростом диаметра увеличивается, а другое, наоборот, уменьшается:

$$ПЗ = E_n K + \mathcal{E}, \text{ руб/год}, \quad (1.84)$$

где $E_n = 1/T_n$; T_n – нормативный срок окупаемости капитальных затрат; для предприятий химической промышленности в среднем $T_n \approx 8,3$ года.

Рис. 1.33. К определению оптимального диаметра трубопровода с минимальным значением приведенных затрат



Соотношение (1.84) имеет достаточно общий характер и используется для технико-экономических расчетов не только трубопроводов, но и иного оборудования (см. гл. 3, 6).

При проведении технико-экономических расчетов по соотношению (1.84) с помощью данных о стоимости самих труб, их доставки и монтажа, о стоимости потребляемой насосом (вентилятором или газодувкой при транспортировании газов или паров) электроэнергии и при задаваемых значениях диаметров промышленных трубопроводов находятся значения отдельных слагаемых и, соответственно, суммарные приведенные затраты. По результатам расчетов обычно строится график (рис. 1.33), на котором откладываются полученные расчетные значения K/T_n , \mathcal{E} и $\Pi\mathcal{Z}$ и находится значение оптимального диаметра $d_{\text{опт}}$ трубопровода, при котором величина приведенных затрат имеет минимум.

При определении диаметра технологических аппаратов, включенных в гидравлическую сеть, скорость потока в них должна определяться не только по их гидравлическому сопротивлению и капитальным затратам на эти аппараты, но и с учетом интенсивности процессов тепло- и массопередачи, которая также зависит от скорости движения потоков внутри таких аппаратов.

Для ориентировочных расчетов близких к оптимальным диаметров трубопроводов можно использовать следующие значения скоростей движения (м/с) капельных жидкостей, газов и паров:

Перекачивание насосом капельных жидкостей:	
нормальной вязкости (до $\approx 0,01 \text{ Па} \cdot \text{с}$)	0,5–3,0
повышенной вязкости (свыше $0,01 \text{ Па} \cdot \text{с}$)	0,2–1,0
Движение капельных жидкостей самотеком	0,1–0,5
Движение газов при давлениях, близких к атмосферному	15–25
Движение насыщенных паров	15–25
Движение перегретых паров	20–40

1.12. ПЛЕНОЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ КАПЕЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Многие процессы тепло- и массообмена в химической и смежных отраслях промышленности реализуются в аппаратах, где одной из взаимодействующих фаз является тонкая пленка капельной жидкости, обычно стекающая сверху вниз по поверхности насадки из дисперсного материала, как это уже рассматривалось ранее, или в наиболее простом случае — по плоским вертикальным поверхностям.

Ламинарное стекание пленки жидкости происходит под действием силы тяжести; сила, противодействующая вертикальной силе тяжести, – это сила вязкого трения между слоями стекающей жидкости и жидкости о стенку (рис. 1.34). Полагается, что движение газовой (паровой) фазы практически не влияет на поведение движущейся вниз пленки.

Задача может быть решена теоретически, для чего проанализируем общую систему уравнений (1.29) движения вязкой несжимаемой жидкости применительно к рассматриваемому случаю гравитационного стекания пленки.

Поскольку рассматривается стационарная задача течения, то $\partial w_x / \partial \tau = \partial w_y / \partial \tau = \partial w_z / \partial \tau = 0$. Движение происходит только в одном направлении z , поэтому $w_x = w_y = 0$, и от первых двух дифференциальных уравнений (1.29) остаются только по одному равному нулю слагаемому $\partial P / \partial x = 0$ и $\partial P / \partial y = 0$, что означает неизменность величины статического давления в горизонтальных направлениях $P = \text{const}$. В левой части третьего уравнения системы (1.29) оказываются равными нулю не только первые три слагаемых, но и четвертое, что следует из уравнения (1.21) неразрывности потока несжимаемой жидкости, в котором $\partial w_x / \partial x = \partial w_y / \partial y = 0$ по постановке задачи одномерного течения пленки, и, следовательно, $\partial w_z / \partial z = 0$. Последнее равенство означает не только равенство нулю последнего слагаемого левой части, но и равенство нулю второй производной $\partial^2 w_z / \partial z^2 = 0$. Кроме того, равна нулю вторая производная вертикальной компоненты скорости по горизонтальной оси x , направленной вдоль стенки, $\partial^2 w_z / \partial x^2 = 0$, поскольку в рассматриваемой задаче вдоль оси x вообще ничего не изменяется. Наконец, в правой части третьего уравнения (1.29) оказывается нулевым и изменение статического давления вдоль оси z , поскольку со стороны газа пленка имеет свободную поверхность, по которой силы взаимодействия ее с газом приняты пренебрежимо малыми: $\partial P / \partial z = 0$.

Таким образом, в результате существенного упрощения системы уравнений движения (1.29) для данного случая ламинарное гравитационное стекание пленки капельной жидкости описывается дифференциальным уравнением второго порядка в полных производных:

$$\frac{d^2 w}{dy^2} = -\frac{g}{\nu}, \quad (1.85)$$

в котором произведены замены $w_z \rightarrow w$ (ввиду отсутствия других компонент скорости) и частной второй производной скорости по горизонтальной координате на полную, поскольку выяснилось, что скорость стекания пленки в данном случае может зависеть только от одной координаты y , т. е. от направления поперек пленки.

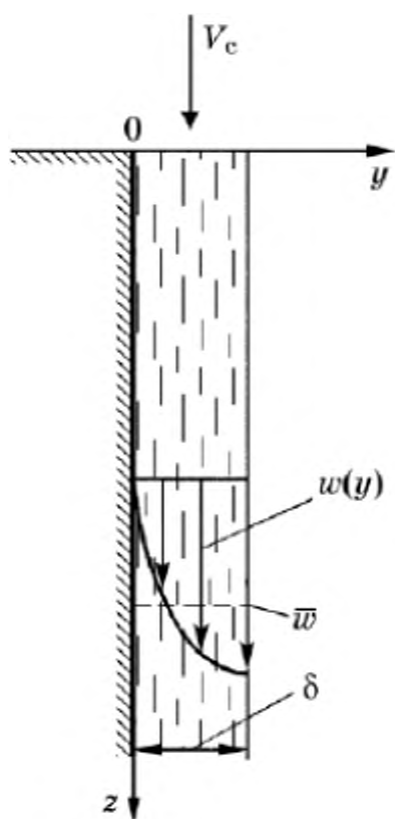


Рис. 1.34. Гравитационное стекание пленки капельной жидкости по вертикальной стенке

Одно из условий однозначности для уравнения (1.85) аналогично первому условию (1.51) и физически соответствует равенству нулю скорости вязкой жидкости на стенке (первое уравнение (1.86)). Второе граничное условие состоит в отсутствии касательных напряжений на свободной внешней границе; это обстоятельство записывается согласно закону трения (1.13), применительно к принятым здесь обозначениям: $\sigma_{\tau p} = \mu (\partial w / \partial y)_{y=\delta}$; поскольку $\sigma_{\tau p} = 0$, то это означает равенство нулю производной скорости на внешней границе пленки $(\partial w / \partial y)_{y=\delta} = 0$.

Таким образом, условия однозначности рассматриваемой задачи записываются в виде двух однородных уравнений:

$$w|_{y=0} = 0; \quad \left. \frac{dw}{dy} \right|_{y=\delta} = 0, \quad (1.86)$$

где вновь использована замена частной производной на полную.

Дифференциальное уравнение (1.85) с двумя граничными условиями (1.86) составляет замкнутое математическое описание процесса гравитационного стекания ламинарной пленки вязкой жидкости в рамках сделанных упрощений.

Первое интегрирование уравнения (1.85) дает:

$$\frac{dw}{dy} = -\frac{g}{\nu} y + C_1. \quad (1.87)$$

Константа интегрирования C_1 находится из второго граничного условия (1.86): $C_1 = 0 + (g/\nu)\delta$.

Подстановка C_1 в уравнение (1.87) и интегрирование приводят к параболическому распределению скорости движения жидкости:

$$w = \frac{g}{\nu} \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) + C_2. \quad (1.88)$$

Из первого граничного условия (1.86) следует $C_2 = 0$. Таким образом, окончательно профиль скорости движения жидкости имеет вид

$$w = \frac{g\delta^2}{\nu} \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (1.89)$$

Существенно, что толщина пленки δ , являющаяся постоянным параметром граничных условий (1.86), не определяется полученным решением (1.89), а находится из дополнительной информации об объеме расходе подаваемой сверху жидкости V_c , м³/с. Согласно уравнению расхода (1.22), для несжимаемой жидкости величина V_c может быть выражена через усредненную по толщине пленки скорость движения жидкости и толщину пленки:

$$V_c = \bar{w}(\delta \Gamma), \quad (1.90)$$

где Γ – протяженность (ширина) стенки в направлении x , м; множитель в скобках представляет собой горизонтальное поперечное сечение пленки, через которое проходит подаваемая сверху жидкость.

Чтобы определить значение δ , необходимо вычислить среднюю скорость \bar{w} непосредственным интегрированием найденного профиля скорости $w(y)$ согласно (1.89):

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \frac{g\delta^2}{\nu} \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right] dy = \frac{g\delta^2}{3\nu}. \quad (1.91)$$

Представляет интерес сравнить среднее и максимальное значение скорости плоской пленки на ее наружной поверхности:

$$\bar{w} / w_{\max} = \bar{w} / w|_{y=\delta} = (g\delta^2 / (3\nu)) / (g\delta^2 / (2\nu)) = 2/3$$

и сопоставить полученный результат с аналогичным соотношением для ламинарного потока в круглой трубе, где оно было равным $\bar{w}/w_{\max} = 1/2$ (см. уравнения (1.56) и (1.55)).

Подстановка найденного значения \bar{w} в уравнение расхода (1.90) и решение его относительно δ дают значение постоянной толщины пленки:

$$\delta = \left(\frac{3\nu V_c}{g \Pi} \right)^{1/3}. \quad (1.92)$$

При расчетах пленочных течений используется понятие линейной массовой скорости орошения $\Gamma = \rho V_c / \Pi$, кг/(с · м), т. е. массы жидкости, подаваемой на единицу периметра (ширины) стенки. При этом толщина пленки и средняя скорость ее движения могут быть легко выражены через величину Γ . Для этого в соотношения (1.92) и (1.91) подставляется значение объемного расхода $V_c = \Gamma \Pi / \rho$, выраженное через Γ :

$$\delta = \left(\frac{3\nu}{\rho g} \Gamma \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad \bar{w} = \left(\frac{g \Gamma^2}{3\nu \rho^2} \right)^{1/3} = \left(\frac{g \Gamma^2}{3\mu \rho} \right)^{1/3}. \quad (1.93)$$

Гидродинамический режим движения пленки определяется значением критерия Рейнольдса для пленочного течения $Re_{пл} = \bar{w} d_s / \nu$, в котором используется средняя скорость \bar{w} стекающей жидкости и эквивалентный диаметр пленки, определяемый общим соотношением (1.16): $d_s = 4S/\Pi = 4\Pi\delta/\Pi = 4\delta$. При этом критерий Рейнольдса для пленочного течения приобретает вид $Re_{пл} = \bar{w} \cdot 4\delta/\nu$, что после подстановки выражений для средней скорости и толщины пленки согласно (1.93) дает удобное для вычислений выражение $Re_{пл} = 4\Gamma/\mu$.

Опыты показывают, что ламинарный режим течения пленки сохраняется при значениях $Re_{пл} \leq 30$; только при этом условии и верны все приведенные выше соотношения (1.85)–(1.93). В диапазоне $30 \leq Re_{пл} \leq 1600$ течение пленки остается в целом еще ламинарным, но наружная поверхность пленки становится волнистой вследствие проявляющегося влияния сил инерции и поверхностного натяжения. При $Re_{пл} \geq 1600$ режим течения пленки приобретает турбулентный характер, при этом теоретический анализ движения пленки значительно усложняется.

Напомним, что все изложенное справедливо при условии пренебрежимой малости динамического влияния на наружную поверхность плен-

ки со стороны газовой (паровой) среды, контактирующей с пленкой. Однако в массо- и теплообменных аппаратах при реально используемых скоростях движения газовых (паровых) потоков порядка 5–10 м/с таким влиянием можно пренебрегать не всегда. С увеличением относительной скорости газа и скорости жидкости на наружной поверхности пленки увеличивается сила трения между газом и поверхностью пленки, что приводит к деформации параболического профиля скорости пленки и к изменению ее толщины. По мере увеличения скорости газа, особенно при его противоточном, вертикальном течении, динамическое воздействие на пленку со стороны газа может увеличиться настолько, что жидкость сначала зависнет, а затем начнет перемещаться уже не вниз, а вверх. Такой эффект называют *захлебыванием*; работать в режиме захлебывания противоточный пленочный аппарат не может. Следовательно, реальная скорость вертикального газового потока должна быть меньше, чем та, при которой наступает режим зависания пленки (см. гл. 6, 7).

1.13. О ТЕЧЕНИИ НЕНЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Закон вязкого трения (1.13) при постоянном значении коэффициента молекулярной вязкости μ справедлив для очень широкого класса так называемых *ньютоновских жидкостей*, к которым относятся все газы, пары и их смеси, а также большинство чистых капельных жидкостей и их смесей с не слишком большой молекулярной массой. Существует, однако, немало таких жидкостей (обычно с вязкостью, значительно превышающей вязкость воды), для которых простая прямая зависимость касательного напряжения трения $\sigma_{тр}$ между соседними слоями жидкости от поперечного градиента скорости dw/dn , соответствующая равенству (1.13), не соблюдается. Такие жидкости называют *неньютоновскими* – это растворы полимеров, коллоидные растворы, концентрированные суспензии и т. п.

Поведение неньютоновских жидкостей оказывается неодинаковым. Наглядная графическая иллюстрация зависимости величины касательного напряжения от поперечного градиента скорости представлена на рис. 1.35.

По виду зависимости $\sigma_{тр}$ от dw/dn различают две основные группы неньютоновских жидкостей. *Бингамовские жидкости* (кривая 2) становятся текучими только после приложения к неподвижной жидкости некоторого начального напряжения сдвига σ_0 , превышающего предел текучести данной жидкости. В области $\sigma_{тр} > \sigma_0$ первоначальная структура жидкости претерпевает изменение, и жидкость ведет себя аналогично ньютоновской жидкости, т. е. зависимость $\sigma_{тр}$ от dw/dn сохраняется линейной. Свойствами бингамовских жидкостей обладают концентрированные суспензии

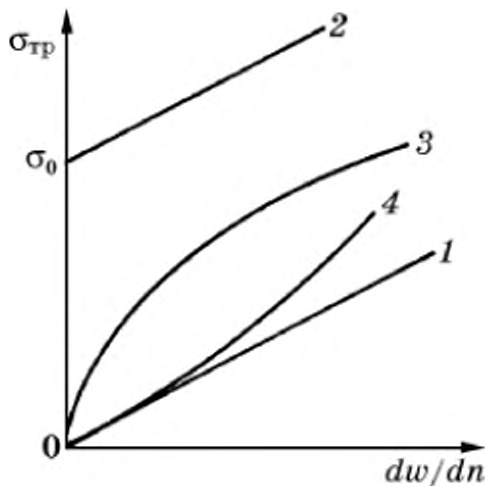


Рис. 1.35. Реологические свойства капельных жидкостей:

1 — ньютоновских; 2 — бингамовских; 3 — псевдопластичных; 4 — дилатантных

(пасты, густые масляные краски и т. п.). Уравнение связи $\sigma_{тр}$ и dw/dn для таких жидкостей имеет вид

$$\sigma_{тр} - \sigma_0 = \mu \frac{dw}{dn}. \quad (1.94)$$

Второй значительной группой жидкостей, обладающих неньютоновскими свойствами, являются так называемые *псевдопластичные жидкости*, у которых зависимость между $\sigma_{тр}$ и dw/dn не линейная, а степенная:

$$\sigma_{тр} = k \left(\frac{dw}{dn} \right)^n, \quad (1.95)$$

где k и n — константы, зависящие от консистенции жидкости и отражающие меру ее неньютоновского поведения.

Как следует из соотношения (1.95), для псевдопластичной жидкости не требуется какого-либо начального сдвигового усилия и она, как и ньютоновская жидкость, переходит из состояния покоя в состояние движения при сколь угодно малом приложенном к ней внешнем усилии.

Для псевдопластичных жидкостей при $n < 1$ характерна кривая 3 на рис. 1.35. К этой группе относятся растворы полимеров, целлюлозы и некоторые суспензии.

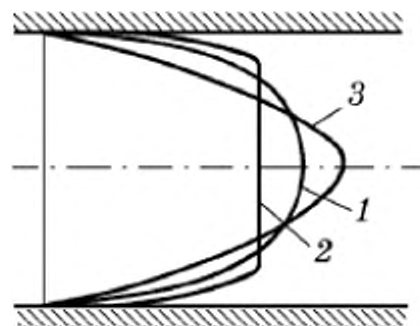
Из группы псевдопластичных жидкостей выделяют так называемые *дилатантные жидкости*, у которых $n > 1$ (кривая 4). К таким жидкостям относятся суспензии крахмала, клеи и др.

Кроме основных групп жидкостей, обладающих неньютоновскими свойствами, существуют и некоторые другие, у которых характеристики могут зависеть не только от градиента поперечной скорости, но и от времени их движения и т. п. Для описания реологических свойств разнообразных неньютоновских жидкостей помимо соотношений (1.94) и (1.95) предложено немало иных эмпирических уравнений, которые приводятся в специальной литературе.

Движение неньютоновских жидкостей не описывается дифференциальным уравнением Навье — Стокса (1.28), но уравнение движения в напряжениях (1.26) применимо и для неньютоновских жидкостей, если для касательных напряжений трения использовать не закон трения Ньютона (1.13), а соотношения (1.94) или (1.95). Для псевдопластичных жидкостей дифференциальные

Рис. 1.36. Профили скорости ламинарного потока вязких жидкостей при различных законах трения:

1 – ньютоновская жидкость; 2 – бингамовская; 3 – псевдопластичная



уравнения движения оказываются нелинейными и с немалыми трудностями решаются даже численными методами.

Поскольку неньютоновские жидкости обычно обладают значительной вязкостью, то для них чаще всего характерен ламинарный режим течения.

Профиль скорости при ламинарном течении неньютоновских жидкостей по трубе отличается от параболического профиля для ньютоновской жидкости (рис. 1.36). Для бингамовских жидкостей в центральной части трубопровода профиль представляет собой площадку постоянной скорости; на внешней границе этой зоны поперечный градиент скорости соответствует предельному напряжению сдвига σ_0 ; в кольцевой периферийной зоне имеет место параболический профиль.

Расчет разности давлений на концах трубопровода при ламинарном течении псевдопластичных жидкостей возможно производить по формуле (1.78), а коэффициент трения определяется также прежним соотношением $\lambda = 64/Re'$, но критерий Рейнольдса Re' здесь имеет модифицированный вид, связанный не только со средней скоростью потока, диаметром трубы и плотностью жидкости, но также и с константами k и n в соотношении (1.95).

Сложные вопросы гидродинамики различных видов неньютоновских жидкостей рассматриваются в специальной литературе.

1.14. ПЕРЕМЕШИВАНИЕ ЖИДКИХ СРЕД

Перемешивание веществ одинакового или различных агрегатных состояний широко используется в химической и смежных отраслях промышленности для получения гомогенных растворов (жидкостей, растворяющихся газов и твердых веществ в жидкостях) и однородных гетерогенных смесей – эмульсий (в системах жидкость – жидкость), суспензий (мелкодисперсные твердые вещества – жидкость) и сыпучих дисперсных материалов. Перемешивание часто представляет собой эффективное средство для интенсификации процессов тепло- и массообмена и химических превращений.

Методы перемешивания и конструкции перемешивающих устройств в значительной степени зависят от свойств перемешиваемых веществ и от требований, предъявляемых к получаемой смеси. Во

всех случаях стремятся обеспечить получение однородной смеси при возможно меньших затратах энергии на процесс перемешивания.

Наибольшее распространение в химической технологии имеют процессы перемешивания жидких сред с помощью механических мешалок, вращающихся в цилиндрическом сосуде. Используются также и другие способы перемешивания: барботаж пузырьков газа или пара через жидкую среду; размещение в потоке жидкости турбулизирующих устройств в виде тел плохообтекаемой формы; циркуляционное перемешивание с помощью центробежных или иных насосов.

Процессы перемешивания характеризуются эффективностью и интенсивностью. Под *эффективностью перемешивания* понимают основной технологический эффект процесса, характеризующий его качество. Если основной целью перемешивания является взаимное растворение вещества или получение суспензии (эмульсии), то эффективность перемешивания можно характеризовать равномерностью распределения концентраций по перемешиваемому объему жидкости, а при периодическом процессе – и равномерностью во времени. Под *интенсивностью перемешивания* обычно понимают мощность N , подводимую к единице объема V перемешиваемой жидкости. От интенсивности (N/V) в значительной степени зависит характер движения жидкости внутри аппарата. Повышение интенсивности обычно связано с пропорциональным увеличением энергозатрат, но не всегда приводит к желаемому увеличению эффективности перемешивания.

Рассмотрим характер движения жидкости в сосуде цилиндрической формы, в котором на вертикальном валу вращается мешалка самой простой, лопастной формы (рис. 1.37).

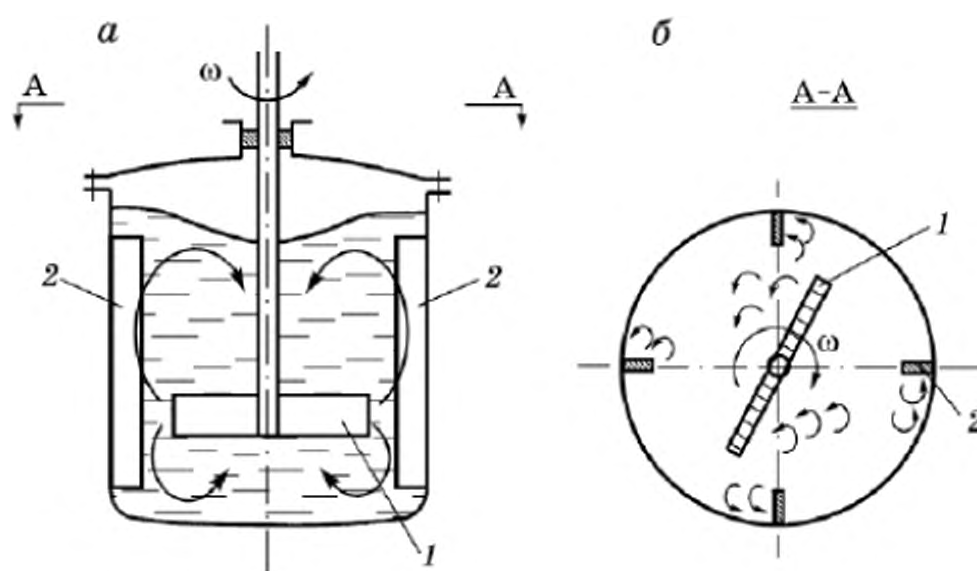


Рис. 1.37. Перемешивание жидкости лопастной мешалкой:

1 – лопастная мешалка; *2* – радиальные перегородки

Перемешивание жидкости при вращении лопасти достигается за счет двух эффектов различного масштаба. Во-первых, при наличии относительной скорости движения лопасти и жидкости за лопастью как за телом плохобтекаемой формы возникает гидродинамический след (рис. 1.37, б), в котором происходит вихревое движение жидкости, что приводит к ее перемешиванию в плоскости вращения мешалки. Во-вторых, возникает циркуляционный эффект перемешивания, имеющий масштаб, равный размерам аппарата. Причина возникновения обычно двух циркуляционных контуров состоит в том, что вовлеченная во вращательное движение жидкость отбрасывается центробежной силой инерции к стенке сосуда. Наиболее интенсивно это происходит в плоскости вращения лопастей. У стенки сосуда поток жидкости разворачивается, и часть его начинает двигаться вверх, а другая часть – вниз. Контур движения замыкаются (рис. 1.37, а) нисходящим (для верхнего контура) и восходящим (для нижнего контура) движением жидкости по центральной зоне аппарата.

По мере увеличения числа оборотов мешалки в центральной части свободной поверхности вращающейся жидкости возникает и углубляется воронка, которая отрицательно сказывается на процессе перемешивания и снижает вибрационную устойчивость работы мешалки.

Для предотвращения образования глубокой воронки у стенок аппарата устанавливают радиальные перегородки (рис. 1.37), которые одновременно увеличивают локальное перемешивание жидкости за счет вихревого движения в непосредственной близости за каждой из перегородок.

Сложное трехмерное движение жидкости в аппаратах с механическим перемешиванием с трудом поддается теоретическому описанию. Имеющиеся в значительной мере упрощенные решения и экспериментальные измерения показывают, что наибольшие значения имеют окружные скорости жидкости, вовлеченной во вращательное движение мешалкой. В центральной части (при значениях текущего радиуса от нуля до радиуса мешалки) жидкость вращается аналогично вращению твердого тела, т. е. окружная скорость движения увеличивается пропорционально текущему значению радиуса внутри вращающейся жидкости $u \sim r$. В периферийной зоне окружная скорость жидкости обратно пропорциональна текущему значению радиуса $u \sim r^{-1}$, поскольку в этой зоне уже нет активного воздействия лопастей мешалки и сказывается тормозящее действие стенок аппарата и радиальных перегородок. Интенсивность всех видов движения жидкости – тангенциального, радиального и осевого – зависит прежде всего от частоты вращения мешалки, а также от многочисленных иных факторов: диаметра

мешалки, ее геометрической формы, диаметра сосуда, высоты слоя жидкости в сосуде, места установки мешалки по высоте слоя жидкости, размера и числа перегородок и др.

Поля скоростей жидкости, устанавливающиеся при работе механических мешалок, а также степень турбулентности циркуляционных потоков в значительной степени влияют на основной технологический показатель работы перемешивающего устройства – эффективность процесса перемешивания. Однако численные значения показателей эффективности для реальных процессов получить теоретическими методами не удастся, и их можно найти, только проводя экспериментальные измерения концентраций в разных точках перемешиваемого объема (для периодического перемешивания такие измерения проводятся в разные моменты времени от начала процесса). Проведение такого рода экспериментальных измерений связано с немалыми трудностями.

Несколько благоприятнее обстоит дело с анализом интенсивности перемешивания, т. е. с определением затрат подводимой к механической мешалке мощности.

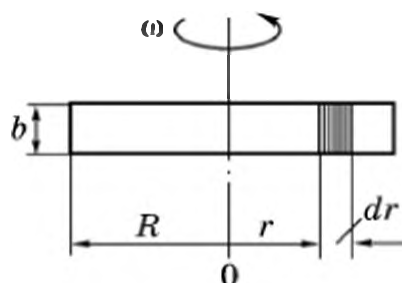
Рассмотрим лопастную мешалку, вращающуюся в жидкости. Для простоты анализа будем вначале полагать, что скорость любого элемента bdr лопасти (рис. 1.38) относительно жидкости равна $w = \omega r$, т. е. вращение лопасти рассматривается как происходящее в неподвижной жидкости.

Запишем элементарную мощность, затрачиваемую на перемещение элемента bdr : $dN = dFw$, где $dF = \xi bdr\rho w^2/2$ – сила гидродинамического сопротивления (см. формулу (1.81)), с которой жидкость действует на площадку bdr , перемещающуюся в жидкости с окружной скоростью $w = \omega r$. Выражая угловую скорость ω (рад/с) через число оборотов: $\omega = 2\pi n$ и подставляя значения силы dF , скорости w и угловой скорости ω в выражение для элементарной мощности, получим

$$dN = 2[\xi bdr\rho(2\pi nr)^2/2]2\pi nr = (2\pi n)^3 \xi b\rho r^3 dr, \quad (1.96)$$

где множитель 2 учитывает наличие двух симметричных площадок bdr по обе стороны от оси вращения мешалки; ξ – коэффициент сопротивления площадки, обтекаемой потоком жидкости.

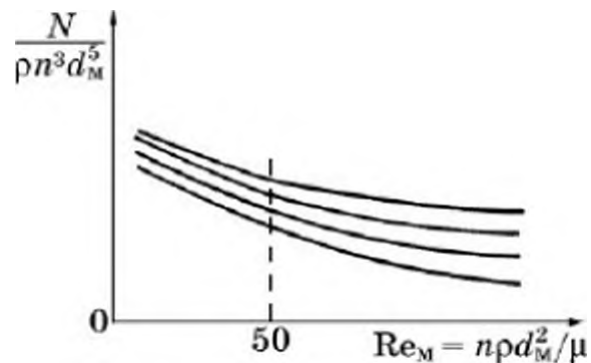
Полная мощность N находится интегрированием выражения (1.96) для dN по всем элементарным площадкам в диапазоне изменения радиуса r лопасти от 0 до R :



$$N = \int_0^R dN = (2\pi n)^3 \xi b\rho \int_0^R r^3 dr = (2\pi n)^3 \xi b\rho R^4/4. \quad (1.97)$$

Рис. 1.38. К расчету мощности, затрачиваемой на перемешивание жидкости

Рис. 1.39. Зависимость критерия мощности от критерия Рейнольдса для механического перемешивания



В технических расчетах вместо радиусов обычно используются диаметры $d_m = 2R$; кроме того, для геометрически подобных мешалок используют линейную форму записи высоты лопасти мешалки b через ее диаметр d_m и коэффициент подобия $a : b = ad_m$. Используя в полученном соотношении (1.97) диаметр мешалки, получим:

$$\frac{N}{\rho n^3 d_m^5} = \frac{\pi^2 a}{8} \xi(\text{Re}_m). \quad (1.98)$$

Здесь необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что коэффициент сопротивления ξ является функцией критерия Рейнольдса, который для условий работы механической мешалки принято записывать через число оборотов n и диаметр мешалки d_m : $\text{Re}_m = wd_m\rho/\mu \rightarrow nd_m^2/\nu$.

Явный вид зависимости $\xi(\text{Re}_m)$ должен определяться опытным путем (см. формулу (1.81)) для специфических условий движения вращающейся лопасти мешалки в перемешиваемой жидкости.

На рис. 1.39 представлены графики зависимости критерия мощности $K_N = N/(\rho n^2 d_m^3)$ от Re_m , где параметром, отличающим одну кривую от другой, служит конструктивный вид мешалки (лопастная, пропеллерная и т. д., см. далее). Следует отметить, что экспериментально найденное значение критерия Рейнольдса $\text{Re}_m = 50$, отделяющее ламинарный режим движения мешалки в вязкой жидкости от турбулентного, равно 50 (сравним с критическими значениями для прямых труб, пленок на поверхности и пр.). В экспериментальных данных на рис. 1.39 в неявном виде учтено то обстоятельство, что жидкость фактически никогда не бывает неподвижной, а в той или иной степени увлекается во вращательное движение вращающейся мешалкой.

В специальной литературе приводятся многочисленные корреляционные формулы, позволяющие помимо основной зависимости критерия мощности K_N от Re_m находить также зависимость K_N от многочисленных геометрических симплексов, отражающих влияние на потребление мощности диаметра сосуда, высоты слоя перемешиваемой жидкости, высоты установки мешалки от дна сосуда и т. д. Там же приводятся рекомендации для выбора всех перечисленных величин в зависимости от используемого типа мешалки, свойств перемешиваемой жидкости и требований к качеству процесса перемешивания.

По скорости вращения перемешивающие устройства (рис. 1.40) можно условно разделить на *тихоходные*, у которых окружная скорость на конце лопасти мешалки, как правило, не превышает значения $u = 1$ м/с, и *быстроходные*, окружная скорость у которых достигает 10 м/с.

Тихоходные мешалки *рамного* (рис. 1.40, а) и *якорного* (рис. 1.40, б) типа предназначены для перемешивания жидкостей относительно высокой вязкости (до 50–100 Па·с и более). При вращении таких мешалок в перемешиваемой вязкой среде создаются в основном тангенциальные скорости, а вертикальная циркуляция жидкости весьма незначительна. Якорные мешалки повторяют форму сосуда и предотвращают образование твердых отложений на стенке, возможное, например, при подводе теплоты через стенку сосуда к перемешиваемой жидкости.

Быстроходные мешалки – *пропеллерные* (рис. 1.40, в) и *турбинные* (рис. 1.40, г) – используются для перемешивания жидкостей как нормальной, так и повышенной вязкости. Этот тип мешалок обеспечивает значительную вертикальную циркуляцию жидкостей, а турбинные мешалки – еще и значительные радиальные скорости. При использовании быстроходных мешалок обычно устанавливают радиальные вертикальные перегородки. Турбинные мешалки могут быть *многоярусными*, когда на вертикальном валу устанавливаются несколько турбинок. Конструкции турбинных мешалок могут быть различными, но принцип их действия одинаков и состоит в отбрасывании жидкости, попавшей внутрь быстро вращающейся мешалки, под действием центробежной силы инерции с периферии турбинки к стенке аппарата, что вынуждает весь объем жидкости перемещаться внутри аппарата по циркуляционным контурам.

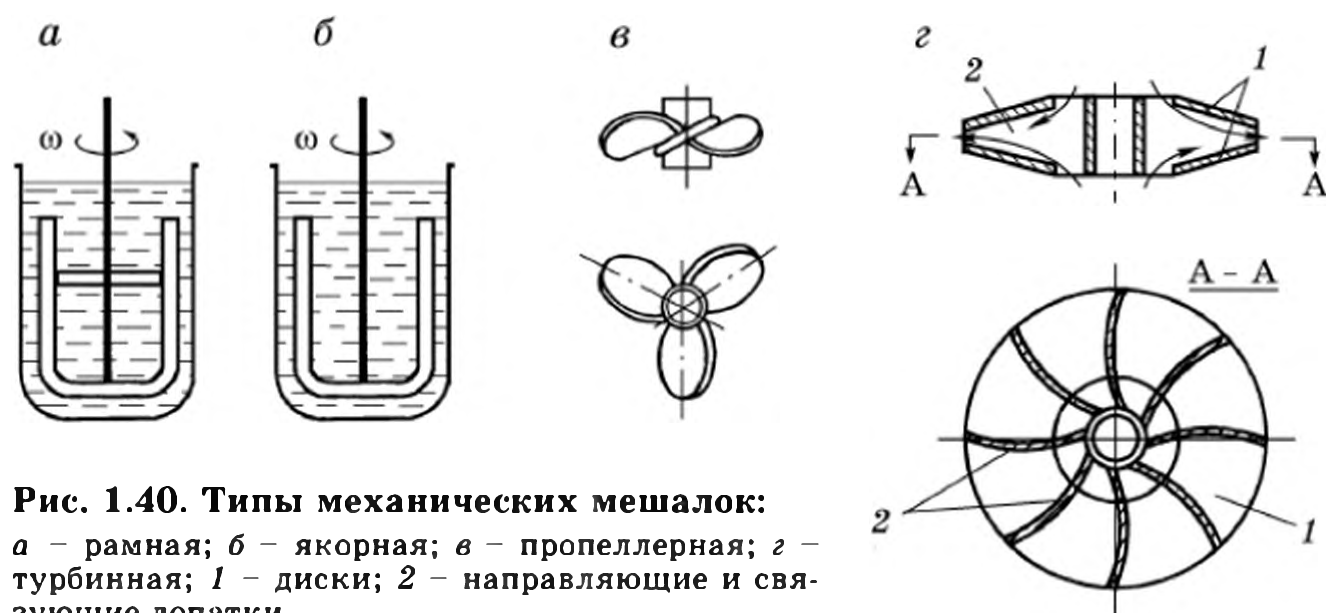


Рис. 1.40. Типы механических мешалок:
а – рамная; б – якорная; в – пропеллерная; г – турбинная; 1 – диски; 2 – направляющие и связующие лопатки

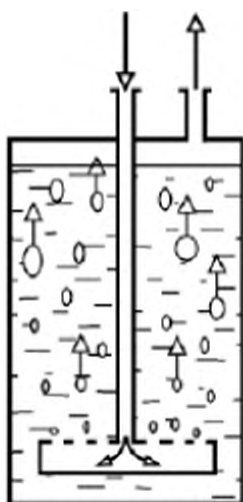


Рис. 1.41. Барботажное перемешивающее устройство



Рис. 1.42. Перемешивание в трубопроводе с помощью поперечных перегородок

Кроме мешалок, конструкции которых изображены на рис. 1.40, могут быть использованы и мешалки других видов (шнековые, ленточные) и некоторые модификации перечисленных видов, которые описываются в специальной литературе.

Маловязкие жидкости можно удовлетворительно перемешивать с помощью *барботажа*, для чего в нижнюю часть сосуда вводится воздух (при необходимости – иной газ), который диспергируется на отдельные пузырьки с помощью имеющей множество отверстий горизонтальной трубы (рис. 1.41). Вместо перфорированной трубы могут быть использованы решетки или пористые плиты. Существенным условием успешной работы барботажных перемешивающих устройств является равномерность барботажа по сечению аппарата.

Преимущества барботажного перемешивания – отсутствие движущихся частей и относительная простота устройства. Недостатки метода – значительный расход энергии на получение сжатого воздуха, низкая эффективность перемешивания для жидкостей повышенной вязкости и насыщение перемешиваемой жидкости воздухом.

Перемешивание жидкостей и газов возможно непосредственно в трубопроводе, если установить на пути потока *поперечные полуперегородки* (рис. 1.42), *диафрагмы* или *винтовые вставки*. Этот метод используется для перемешивания растворимых компонентов умеренной вязкости при значительных скоростях потока и достаточной длине трубопровода. Недостаток метода – относительно невысокая эффективность перемешивания и повышенные затраты энергии в результате дополнительной потери энергии на местных сопротивлениях.

1.15. ГИДРОДИНАМИКА БАРБОТАЖА

Барботажем называется прохождение пузырьков газа (или пара) через слой жидкости под действием архимедовой подъемной силы в гравитационном поле. Иными словами, барботаж – это последовательные процессы формирования пузырьков (в массообменных аппаратах –

в нижнем сечении горизонтального слоя жидкости), их отрыв от поверхности и всплытие в слое жидкости. Барботаж широко используется в массообменных аппаратах (например, в ректификационных колоннах, см. гл. 6) для получения большой поверхности контакта жидкой и газовой (паровой) фаз. Естественно, что чем меньше газовые пузыри, тем больше их суммарная поверхность, приходящаяся на единицу объема слоя жидкости.

Явление барботажа паровых пузырей всегда сопровождает процессы кипения, но при кипении паровые пузырьки непосредственно зарождаются на теплоподводящих поверхностях, которые к тому же часто располагаются здесь вертикально (генераторы водяного пара, греющие камеры выпарных аппаратов, кубы-испарители ректификационных установок и т. п., см. гл. 3, 4, 6), тогда как в массообменных аппаратах газ вводится в слой жидкости извне через отверстия в горизонтальной нижней стенке (рис. 1.43).

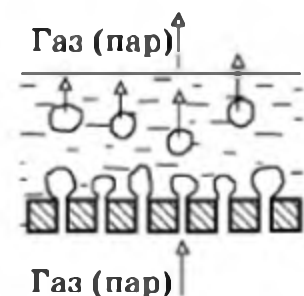
По мере поступления газа через отверстие в образующийся пузырь его размеры (диаметр) увеличиваются до тех пор, пока архимедова подъемная сила A , действующая на пузырь в жидкости, не станет равной силе R сцепления пузыря с поверхностью стенки. Образующиеся на стенке пузыри небольшого размера обычно можно считать сферическими, и тогда $A = (\pi d_{\text{отр}}^3/6)(\rho_{\text{ж}} - \rho)g$, где $d_{\text{отр}}$ — диаметр пузыря, при котором он отрывается от поверхности, м; $\rho_{\text{ж}}$ и ρ — плотности жидкости и газа, кг/м³; $R = \pi d_0 \sigma$, d_0 — диаметр отверстия, м; σ — поверхностное натяжение жидкости, Н/м. Равенство $A = R$ дает возможность определить так называемый отрывной диаметр пузыря:

$$d_{\text{отр}} = \sqrt[3]{6\sigma d_0 / [(\rho_{\text{ж}} - \rho)g]}. \quad (1.99)$$

Частота f (с⁻¹) отрыва пузырьков от устьев n отверстий газораспределительной решетки связана с объемным расходом V_c (м³/с) подводимого к решетке газа уравнением расхода, модифицированным применительно к данному случаю:

$$V_c = (\pi d_{\text{отр}}^3/6)nf. \quad (1.100)$$

Значительно сложнее определить скорость подъема (всплытия) пузырей в жидкости. В принципе, установившаяся во времени скорость подъема индивидуального пузырька в неподвижной жидкости должна определяться из условий равенства архимедовой подъемной силы A , продолжающей действовать на пузырек и после его отрыва, и силы гидродинамического сопротивления, которую оказывает жидкость на всплывающий с постоянной скоростью пузырь (аналогичную задачу об осаждении частицы в неподвижной среде см. в гл. 2). При движении газовых (паровых) пузырей внутри пузыря происходит сложное циркуляционное движение газа, и поэтому скорость w , которую следует подставлять в выражение (1.81) для определения динамического воздействия жидкости на



пузырей внутри пузыря происходит сложное циркуляционное движение газа, и поэтому скорость w , которую следует подставлять в выражение (1.81) для определения динамического воздействия жидкости на

Рис. 1.43. Барботаж газовых пузырей через слой жидкости

пузырь, становится неопределенной, тем более, что и сама жидкость, строго говоря, не остается неподвижной, а частично вовлекается в восходящее движение вслед за поднимающимися пузырями.

Кроме того, форма всплывающих пузырей перестает быть сферической, поэтому возникают сложности и с определением коэффициента сопротивления ξ . Непрерывная деформация всплывающих пузырей затрудняет также и определение их диаметра при вычислении архимедовой подъемной силы.

К изложенному следует добавить взаимное влияние близко всплывающих пузырьков друг на друга, их возможное слияние или дробление и т. п. По этим и другим причинам вычисление скорости всплытия газовых пузырей и других характеристик интенсивного процесса барботаж для реальных условий работы массообменной аппаратуры может быть произведено по конкретным экспериментальным данным, которые здесь не приводятся ввиду их многообразия и громоздкости. Отметим лишь, что наиболее существенной гидродинамической характеристикой для процессов межфазного массо- и теплообмена при барботаже является удельная поверхность $a_{уд}$ (в $\text{м}^2/\text{м}^3$) всех пузырьков, одновременно находящихся в слое жидкости объемом $V_{сл}$:

$$a_{уд} = z\pi d_v^2/V_{сл}, \quad (1.101)$$

где d_v – усредненное значение эквивалентного диаметра всех пузырей в слое, м; z – число пузырей, находящихся в слое.

Наиболее надежные значения d_v и z могут быть получены из экспериментов, проводимых с конкретными системами при конкретных условиях.

1.16. ДИСПЕРГИРОВАНИЕ ЖИДКОСТЕЙ

Еще одним способом создания большой поверхности контакта жидкой и газовой фаз является распыление жидкости на мелкие капли в значительном объеме газа (пара). Такой способ используют в процессах сушки жидких материалов (суспензий, растворов) в среде горячего воздуха или иного газа (см. гл. 10), при кристаллизации растворов в токе охлаждающего воздуха. Распыление одной из жидкостей производится в процессах жидкостной экстракции. В энергохимических процессах распыляют жидкое топливо в окисляющую газовую среду для увеличения поверхности испарения топлива и интенсификации процесса его горения.

Различают механическое, пневматическое и центробежное диспергирование (распыливание) жидкостей в зависимости от способа подвода к жидкости энергии, непосредственно расходуемой на образование мелких капель из сплошной жидкой фазы.

При *механическом диспергировании* подлежащую распылению жидкость под повышенным до нескольких десятков атмосфер давлением пропускают через форсунку, имеющую сравнительно небольшое выходное, как правило, сужающееся отверстие, из которого струя жидкости диаметром порядка одного миллиметра выходит со скоростью несколько метров в секунду. Под совместным воздействием сил инерции, поверхностного натяжения и гидродинамического сопротивления со стороны

газовой среды струя на некотором расстоянии от выходного отверстия форсунки распадается на отдельные капли, что и представляет собой процесс диспергирования.

Механическое распыление – наиболее простой в конструктивном отношении и наименее энергоемкий способ диспергирования. К недостаткам этого способа следует отнести сравнительно большой размер ($0,4 \div 0,8$ мм) получающихся капель, неравномерность их размеров, трудности диспергирования жидкостей повышенной вязкости и загрязнение форсунок при работе с насыщенными растворами или концентрированными суспензиями.

Пневматическое распыление производится за счет энергии высокоскоростного потока (50–300 м/с) воздуха, который в выходном участке пневматической форсунки захватывает жидкость и дробит ее на весьма тонкие нити, которые быстро распадаются на относительно мелкие (диаметром 0,1–0,2 мм) капли. Обычно пневматическое диспергирование используют при необходимости получения мелкодисперсных капель, что трудно достигается другими способами. Дополнительными достоинствами этого способа являются относительно малая зависимость качества диспергирования от расхода жидкости, надежность при эксплуатации, возможность распыливания высоковязких жидкостей. К недостаткам метода следует отнести значительный расход энергии на распыливание и необходимость в оборудовании для сжатия воздуха (компрессор).

При *центробежном диспергировании* жидкость подается в центральную часть быстро вращающегося горизонтального диска. Диск захватывает жидкость во вращательное движение и в форме тонкой пленки сбрасывает ее со своей периферийной части. Эта тонкая пленка оказывается неустойчивой и под воздействием сил инерции, поверхностного натяжения и трения о газовую среду быстро распадается на отдельные струи, которые, в свою очередь, дробятся на капли.

Центробежный способ позволяет сравнительно просто диспергировать высоковязкие жидкости без опасности загрязнения дисков и при умеренном расходе энергии. Недостатки этого способа – относительная сложность эксплуатации быстро вращающихся дисков и широкий горизонтальный факел распыла, что требует использования аппаратов (сушилок, кристаллизаторов) больших диаметров (несколько метров).

Образовавшиеся в результате диспергирования капли жидкости, как правило, имеют значительную начальную скорость (до нескольких десятков метров в секунду при пневматическом способе распыливания). В зависимости от скорости и направления движения газовой среды на начальном участке полета капли могут замедлять скорость своего движения, как это происходит при механическом и центробежном способах диспергирования, или, наоборот, – ускоряться в спутной струе распыливающего воздуха при пневматическом диспергировании. При этом следует иметь в виду, что при любом способе распыливания капли имеют разные начальные размеры, поэтому капли малых диаметров, обладающие меньшей массой, приобретают большее ускорение (отрицатель-

ное в случае их торможения), а капли большего размера изменяют свою первоначальную скорость не так быстро. Это приводит к взаимному столкновению капель разного размера и к их коалесценции с образованием капель, размер и, соответственно, масса которых больше, чем у самых крупных начальных капель. Коалесценции капель способствует пересечение траекторий их движения при работе нескольких близко установленных форсунок.

Одновременно с эффектом столкновения и слияния капель происходит и обратный процесс – дробление капель в полете. Этому способствуют силы гидродинамического воздействия со стороны окружающей среды, стремящиеся деформировать капли и придать им обтекаемую форму, и силы поверхностного натяжения жидкости, которые стремятся, наоборот, придать каплям сферическую форму. Возникающее при этом колебательное движение и инерционные силы и могут привести к дроблению капель.

Анализ сложных процессов взаимодействия капель с окружающей средой и циркуляционного движения жидкости внутри капель показывает, что может происходить дробление капель не только на две капли близких размеров, но и распад крупных капель на несколько капелек значительно меньших диаметров и относительно крупную каплю.

Таким образом, расчет суммарной удельной поверхности капель всех размеров и относительной скорости движения капель и газовой среды оказывается возможным только на основе конкретных опытных данных, трудно поддающихся обобщению в виде надежных корреляционных формул, примеры которых приводятся в специальной литературе.

1.17. ГИДРОДИНАМИКА ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

В химической и смежных отраслях промышленности находят применение аппараты с псевдоожигенным (кипящим) слоем мелкодисперсного твердого материала. Такой способ обеспечивает значительную поверхность контакта газовой (реже – жидкой) фазы с дисперсной твердой фазой при больших расходах газа.

Представим вначале, что на перфорированной горизонтальной решетке (или жесткой сетке) расположен слой твердых частиц одинакового размера (менее миллиметра или несколько миллиметров), через который в направлении снизу вверх с некоторой скоростью фильтруется газ. На каждую частицу, находящуюся в неподвижном фильтруемом слое, действует направленная вниз сила тяжести, направленная вверх архимедова сила (пренебрежимо малая для твердых частиц в газовой среде), сила гидродинамического воздействия газового потока, направленная вверх, против силы тяжести, и суммарная сила реакции опоры со стороны тех частиц, с которыми контактирует рассматриваемая частица.

Силы тяжести и архимедова не зависят от скорости потока, а гидродинамическая сила увеличивается по мере увеличения скорости фильтрующегося газа. Поэтому при некоторой скорости газа сила гидродинамического воздействия станет равной силе тяжести (за вычетом архимедовой подъемной силы) и полностью как бы заменит собой силу реакции опоры соседних частиц. При этом все частицы одинакового размера оказываются взвешенными в вертикальном потоке газа. Скорость газового потока, отнесенная к полному горизонтальному сечению аппарата (сечению под решеткой), при которой частицы оказываются взвешенными, называется *скоростью начала псевдооживления* или критической скоростью газа ($w_{кр}$).

Если увеличить количество подаваемого газа, то это приведет к пропорциональному увеличению скорости газа под решеткой, но практически не изменит действительной скорости газа в зазорах между частицами. Это происходит потому, что как только скорость газа под решеткой увеличивается сверх $w_{кр}$, так сразу уже взвешенные в потоке восходящего газа частицы несколько отдаляются друг от друга и свободное сечение для прохода газа между частицами увеличивается как раз настолько, чтобы действительная скорость газа между частицами осталась равной действительной скорости при начале псевдооживления, когда скорость газа под решеткой соответствовала $w_{кр}$. Следовательно, гидродинамическая сила воздействия газового потока вновь осталась равной весу частицы, а сами частицы по-прежнему находятся во взвешенном состоянии.

Иными словами, результатом увеличения расхода газа является только соответствующее увеличение *порозности слоя* ε (доли пустот между частицами слоя) сверх минимальной порозности ε_0 , соответствующей плотному состоянию слоя до и в самый момент начала псевдооживления. Увеличение порозности $\varepsilon > \varepsilon_0$ происходит за счет увеличения высоты псевдооживленного слоя h сверх его начальной высоты h_0 , соответствующей началу псевдооживления.

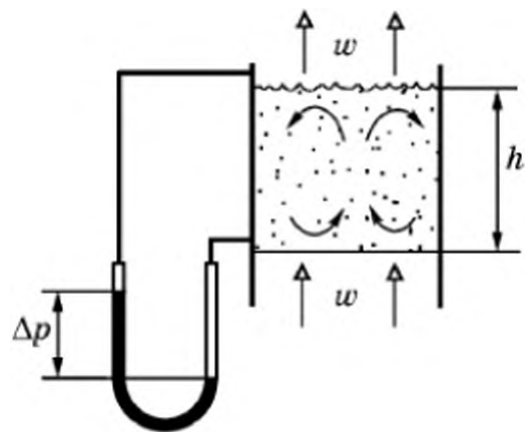
Составим уравнение, согласно которому объем всех частиц в слое сохраняет свою величину как в неподвижном, так и в псевдооживленном состоянии слоя:

$$(1 - \varepsilon_0)Sh_0 = (1 - \varepsilon)Sh,$$

где $(1 - \varepsilon_0)$ и $(1 - \varepsilon)$ – объемы, занимаемые собственно частицами в 1 м^3 неподвижного и псевдооживленного слоев соответственно; S – постоянное по высоте горизонтальное поперечное сечение аппарата. Сократив S , получим

$$h/h_0 = (1 - \varepsilon_0)/(1 - \varepsilon). \quad (1.102)$$

Рис. 1.44. Движение частиц в псевдоожигенном слое



Значение минимальной порозности слоя ε_0 зависит от формы частиц и степени их полидисперсности. Для беспорядочно расположенных в слое монодисперсных частиц сферической формы $\varepsilon_0 \approx 0,4$, т. е. объем пустот в таком слое составляет 40 % от общего объема неподвижного слоя. Полидисперсность материала уменьшает значение ε_0 .

Расширение слоя, начинающееся после перехода его в псевдоожигенное состояние ($w > w_{кр}$ и $\varepsilon > \varepsilon_0$), и динамическое воздействие восходящего потока газа приводят к перемещению частиц по всему объему псевдоожигенного слоя. По мере увеличения скорости газа и расширения псевдоожигенного слоя перемещение частиц становится все более интенсивным, и при скорости газа, превышающей в 2–3 раза значение критической скорости начала псевдоожигения ($w/w_{кр} \approx 2-3$), частицы начинают совершать энергичное циркуляционное движение в объеме слоя, поднимаясь в центральной его части и опускаясь у стенок аппарата (рис. 1.44).

Энергичное циркуляционное перемешивание твердой фазы, обладающей большой объемной теплоемкостью ($\text{Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$), приводит к выравниванию температуры по всему объему псевдоожигенного слоя, что является значительным преимуществом такого способа проведения экзотермических процессов по сравнению со способом организации этих процессов в неподвижном слое такого же дисперсного материала. Действительно, выделяющаяся во всех точках неподвижного слоя теплота, например, экзотермической каталитической реакции, интенсивно протекающей между газообразной смесью реагирующих компонентов и частицами катализатора, плохо отводится из центральной части слоя ввиду его низкой теплопроводящей способности. Это обстоятельство может привести к недопустимому перегреву катализатора в центральной части неподвижного слоя.

Псевдоожигенный слой практически изотермичен по всему объему, что предотвращает недопустимый локальный перегрев частиц. Кроме того, при перемещении по объему слоя частицы совершают не только поступательное, но и вращательное движение, при этом вся их наружная поверхность становится равномерно доступной газовому потоку, чего не наблюдается при фильтрации газа через неподвижный слой, когда вблизи точек соприкосновения частиц могут существовать застойные газовые

объемы, блокирующие часть поверхности частиц от контакта с проходящей массой свежего газа.

Еще одно преимущество псевдооживленного слоя по сравнению с неподвижным имеет чисто гидродинамическую природу. Рассмотрим зависимость перепада статического давления ΔP от скорости w газа в свободном от частиц сечении аппарата при прохождении вертикального газового потока вначале через неподвижный ($0 \leq w \leq w_{кр}$), а затем через псевдооживленный слой дисперсного материала ($w > w_{кр}$).

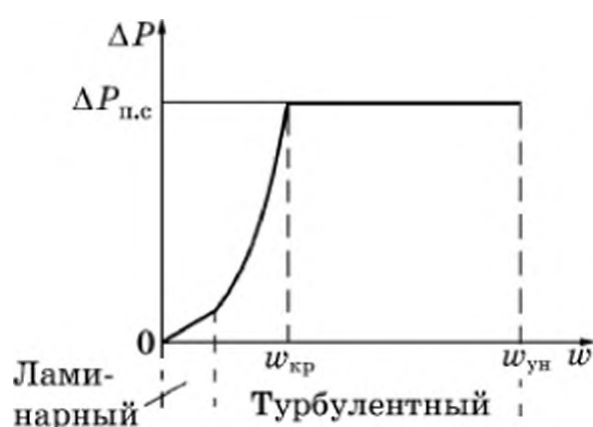
Естественно, что график зависимости $\Delta P = f(w)$ начинается из нулевой точки (рис. 1.45). При малых скоростях фильтрации газа через неподвижный слой, когда режим движения газа в зазорах между частицами ламинарный (см. корреляционные формулы (1.82)), величина ΔP увеличивается в зависимости от скорости линейно. Затем, при турбулентном режиме фильтрации линейный рост величины ΔP переходит в квадратичную параболу. По достижении критической скорости ($w_{кр}$) начала псевдооживления разность статического давления в газовом потоке до и после псевдооживленного слоя перестает увеличиваться с повышением скорости газа.

Это объясняется тем, что уже при достижении скорости $w_{кр}$ все частицы слоя оказываются взвешенными в восходящем газовом потоке, гидродинамическое воздействие которого уравнивает силу тяжести всех частиц (за вычетом архимедовой подъемной силы).

Ранее было отмечено, что и при увеличении скорости газа под решеткой сверх $w_{кр}$ со стороны потока на частицы по-прежнему будет действовать сила гидродинамического сопротивления, равная их весу. Следовательно, увеличение скорости в диапазоне $w > w_{кр}$ не изменит величину ΔP , которая будет оставаться равной суммарному весу псевдооживленного дисперсного материала, приходящемуся на 1 м^2 поперечного слоя за вычетом выталкивающей силы Архимеда:

$$\Delta P_{п.с} = (1 - \epsilon) (\rho_t - \rho)gh, \quad (1.103)$$

где ρ_t и ρ – плотности материала частиц и газа.



Таким образом, количество газа, пропускаемого через псевдооживленный слой дисперсного материала, может быть существенно увеличено сверх объемного

Рис. 1.45. Потери давления при прохождении газа через неподвижный ($0 < w \leq w_{кр}$) и псевдооживленный слой ($w_{кр} < w < w_{ун}$)

расхода $V_{с, кр} = w_{кр} S$ ($\text{м}^3/\text{с}$), без увеличения потерь энергии на самом псевдоожигенном слое (на всех других элементах гидравлической системы, в том числе и на газораспределительной решетке, потери энергии с увеличением скорости газа возрастают, согласно соотношениям (1.78) и (1.80)). Поскольку гидравлическое сопротивление самого псевдоожигенного слоя обычно является преобладающим, то возможность увеличить значение V_c без заметного увеличения потерь энергии на транспортирование потока газа – существенное преимущество аппаратов с псевдоожигенным слоем.

По мере дальнейшего увеличения скорости газового потока возрастающая порозность псевдоожигенного слоя, в конце концов, перестает компенсировать увеличивающееся со скоростью гидродинамическое воздействие потока на частицы. Действительно, скорость газа увеличивать, в принципе, можно сколько угодно, но при порозности слоя $\varepsilon \approx 0,9-0,95$ частицы будут находиться друг от друга в среднем на расстоянии в несколько их диаметров. Скорость и при высокой порозности слоя можно еще увеличить в несколько раз, но порозность слоя уже не может увеличиваться настолько, чтобы поперечное сечение пустот между частицами увеличилось также в несколько раз, ибо порозность может лишь стремиться к единице, когда в слое уже не остается ни одной частицы и псевдоожигенного слоя фактически не будет.

Из изложенного следует, что при некоторой скорости $w_{ун}$ частицы начинают уноситься из слоя газовым потоком и псевдоожигенный слой перестает существовать. Таким образом, псевдоожигенный слой существует лишь в некотором интервале изменения скорости взвешивающего газа $w_{кр} < w < w_{ун}$.

Численные значения скоростей начала псевдоожигения ($w_{кр}$) и уноса ($w_{ун}$) находят по опытным данным. Так, для моодисперсных частиц критическую скорость начала псевдоожигения $w_{кр}$ можно определить по корреляционному соотношению

$$\text{Re}_{кр} = \text{Ar} / (1400 + 5,22 \sqrt{\text{Ar}}), \quad (1.104)$$

где $\text{Re}_{кр} = w_{кр} d / \nu$; $\text{Ar} = (gd^3/\nu^2)[(\rho_t - \rho)/\rho]$ – критерии Рейнольдса и Архимеда.

Порозность псевдоожигенного слоя может быть вычислена по соотношению

$$\varepsilon = [(18\text{Re} + 0,36\text{Re}^2)/\text{Ar}]^{0,21}; \quad (1.105)$$

скорость уноса – по корреляционному соотношению, также полученному обобщением результатов экспериментальных измерений

$$\text{Re}_{ун} = \text{Ar} / (18 + 0,61 \sqrt{\text{Ar}}), \quad (1.106)$$

где $\text{Re}_{ун} = w_{ун} d / \nu$.

Псевдооживленный слой может быть образован не только восходящим потоком газа, но и вертикальным потоком капельной жидкости, при этом все расчетные соотношения остаются справедливыми при подстановке в них физических свойств жидкости.

1.18. ПНЕВМОТРАНСПОРТ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ

Пневмотранспорт мелкодисперсных твердых материалов используется для непрерывного перемещения порошков и более крупных (до нескольких миллиметров) частиц твердых материалов в вертикальном и горизонтальном направлениях на расстояния до десятков и более метров. Одновременно с транспортированием материала между транспортирующим газом (или капельной жидкостью) и мелкодисперсным материалом могут происходить процессы тепло- и массообмена. На практике в вертикальных трубах реализуют процессы непрерывной сушки (см. гл. 10), а также нагрева (или охлаждения) дисперсных материалов.

Вертикальный пневмотранспорт реализуется в вертикальной трубе (обычно диаметром не более 1,5 м), в нижнюю часть которой подается поток транспортирующего газа и поток дисперсного материала (рис. 1.46). В верхней части трубы устанавливается циклон (см. рис. 2.13), который отделяет твердую фазу от газа. Если материал должен подвергаться обезвоживанию, то газ подается в пневмотранспортную трубу с повышенной температурой.

Основное условие для успешного пневмотранспорта – это скорость вертикального газового потока, превышающая скорость витания частиц $w_{\text{внт}}$. Значение скорости витания частиц в вертикальном потоке вязкой

среды определяется из условия равенства сил тяжести (за вычетом архимедовой подъемной силы) вертикальной силе гидродинамического воздействия потока:

$$\frac{\pi d^3}{6} (\rho_r - \rho) g = \xi \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho w_{\text{внт}}^2}{2}. \quad (1.107)$$

При решении уравнения динамического баланса (1.107) необходимо учитывать зависимость коэффициента сопротивления ξ частиц плохобтекаемой сферической формы от критерия $Re = w_{\text{внт}} d / \nu$, при этом уравнение (1.107) при неламинарном обтекании частицы обычно не может быть решено в явном виде относительно

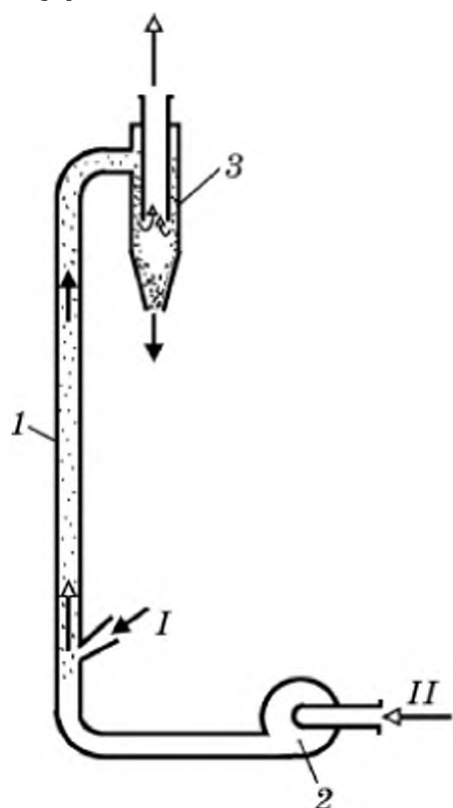


Рис. 1.46. Пневмотранспорт мелкодисперсного материала:

1 – пневмотранспортная труба; 2 – вентилятор; 3 – циклон; I и II – входы для материала и для воздуха

скорости витания, и ее численное значение получают, решая уравнение методом последовательных приближений (итераций).

Для сферических монодисперсных частиц скорость их витания можно определять по аппроксимационному соотношению (1.106), поскольку $w_{\text{вит}}$ и скорость уноса частиц из псевдооживленного слоя $w_{\text{ун}}$ практически совпадают.

Уравнение движения (1.107) и соотношение (1.106), строго говоря, справедливы лишь для случаев, когда концентрация дисперсного материала в потоке газа достаточно мала, чтобы можно было пренебречь влиянием соседних частиц на значение коэффициента сопротивления ξ . Согласно опытным данным, предельная концентрация, при которой уже нельзя пренебрегать взаимным влиянием частиц, соответствует объемной концентрации дисперсного материала в потоке $\beta_{\text{об}} \cong 0,04 \text{ м}^3/\text{м}^3$. В этом случае для вычисления $w_{\text{вит}}$ может быть использовано соотношение (1.106), в которое вводится величина $\beta_{\text{об}}$:

$$\frac{w_{\text{вит}} d}{v} = (1 - \beta_{\text{об}})^{4,75} \frac{Ar}{\left[18 + 0,61 \sqrt{(1 - \beta_{\text{об}})^{4,75} Ar} \right]}. \quad (1.108)$$

Приведенные формулы не учитывают многих факторов, которые дополнительно могут влиять на величину необходимой скорости газа, обеспечивающей надежное вертикальное движение дисперсного материала: столкновение частиц друг с другом и со стенкой трубы, вращение частиц (особенно несферической формы), влияние турбулентных пульсаций потока на мелкие частицы и обратное влияние дисперсного материала на структуру газового потока, возможное агрегирование мелких частиц и т. п. Учесть эти факторы в полном объеме в настоящее время затруднительно даже путем непосредственных измерений. Поэтому рабочую скорость вертикального газового потока рекомендуется принимать в полтора-два раза больше рассчитанной скорости витания наиболее крупных частиц полидисперсного материала.

В тех случаях, когда пневмотранспорт используется для нагрева или сушки частиц перемещаемого газом дисперсного материала, существенным оказывается время нахождения (пребывания) частиц в трубе, составляющее обычно от десятых долей секунды для мелких частиц до $1 \div 3 \text{ с}$ для наиболее крупных частиц диаметром несколько миллиметров. Возможность расчета времени нахождения частицы в вертикальной трубе определенной высоты (15–20 м) связана с определением скорости ее движения от нулевого значения в точке подачи дисперсного материала до некоторой скорости, которую частица приобретает на выходе из вертикальной трубы.

Значение переменной по высоте трубы восходящей скорости сферической частицы v в наиболее простом случае может быть найдено из уравнения движения частицы:

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_r \frac{dv}{d\tau} = \xi \frac{\rho(w - v)^2}{2} \frac{\pi d^2}{4} - \frac{\pi d^3}{6} (\rho_r - \rho) g, \quad (1.109)$$

где левая часть представляет собой ускорение частицы, умноженное на ее массу; первое слагаемое правой части – силу гидродинамического воздействия вертикального потока газа, имеющего скорость w , на частицу,двигающуюся вверх со скоростью v (разность скоростей $w - v$ называют скоростью скольжения); второе слагаемое правой части – силу тяжести за вычетом архимедовой силы.

Дифференциальное уравнение (1.109) нелинейное, в котором, кроме того, коэффициент сопротивления ξ сложным образом зависит от скорости скольжения $(w - v)$ (см. уравнение (1.81)). Поэтому уравнение (1.109) решают численно, разбивая время нахождения частицы в пневмотранспортной трубе на малые интервалы, в пределах которых скорость частицы можно считать постоянной. Так, в нижней точке ввода частиц их вертикальная скорость на первом временном участке может быть принята равной нулю. При этом значение силы сопротивления со стороны газа оказывается максимально большим, и частица быстро ускоряется. Естественно, что первый интервал времени должен быть выбран весьма малым (обычно сотые доли секунды). По мере ускорения частицы скорость скольжения $(w - v)$ быстро убывает, и ускоряющая частицу вертикальная сила взаимодействия потока еще быстрее уменьшается; ускорение частицы при этом также уменьшается.

Мелкие частицы ввиду меньшей массы ускоряются быстрее и на высоте до одного метра практически достигают предельной для них скорости вертикального движения. Эта предельная скорость для частиц каждого размера соответствует равенству силы гидродинамического воздействия на частицу со стороны газового потока постоянной скорости w и силы тяжести (за вычетом архимедовой силы). Иными словами, правая часть уравнения движения (1.109) становится равной нулю, и, следовательно, также становится равным нулю ускорение частицы. Полезно сравнить уравнение (1.109) при нулевой левой части с уравнением витания (1.107), соответствующим неподвижному зависанию частицы при обтекании ее газом со скоростью, равной скорости витания частицы ($w_{\text{внт}}$). Следовательно, после разгонного участка частица приобретает постоянную скорость движения, значение которой на величину $w_{\text{внт}}$ меньше постоянной по высоте скорости w газового потока: $v = w - w_{\text{внт}}$.

Если мелкие частицы быстро ускоряются газовым потоком, то для крупных частиц (диаметром до 3–5 мм) длина разгонного участка может достигать 10 м и более. Скорость крупных частиц также стремится к постоянному предельному значению, которое также соответствует разности между скоростью газа w и этой предельной скоростью частицы, равной скорости ее витания. Но скорость витания крупных частиц больше, чем скорость витания мелких, следовательно, если для мелких частиц их предельная скорость лишь немного меньше скорости газа (их скорость витания мала), то для крупных частиц предельная скорость их движения достигается только на верхних участках вертикальной трубы и ее значение много меньше скорости газа и предельной скорости мелких частиц.

Сравнительно медленный разгон и более медленное движение частиц крупной фракции приводит к тому, что время их пребывания в трубе

оказывается заметно (в несколько и даже в десятки раз) большим, чем время пребывания мелких фракций. Однако при значительной концентрации твердой фазы в потоке (обычно, если $\beta_{\text{об}} > 0,05 \text{ м}^3/\text{м}^3$) существенным становится эффект столкновения частиц, когда мелкие частицы как бы подталкивают более медленные крупные частицы и, передавая им часть своего импульса, уменьшают свою скорость и одновременно ускоряют крупные частицы. При этом замедлившиеся после столкновения свою скорость мелкие частицы могут успеть снова ускориться почти до скорости газового потока и снова подтолкнуть все еще не успевшие ускориться крупные частицы.

Итогом такого эффекта столкновений мелких и крупных частиц, во-первых, является некоторое выравнивание скоростей движения и времен пребывания крупных и мелких частиц в трубе и, во-вторых, – это дает возможность транспортировать полидисперсные материалы при скоростях газового потока, меньших скорости витания наиболее крупной фракции. Так, например, полидисперсный материал при его расходной концентрации 1,2 кг тв. фазы/кг возд. может надежно транспортироваться вверх по вертикальной трубе газовым потоком при его скорости $w = 18 \text{ м/с}$, несмотря на то что скорость витания наиболее крупной фракции $w_{\text{внт}}$ равна 30 м/с. Недостающий со стороны газового потока вертикальный импульс крупные частицы получают от быстро разгоняющихся частиц мелкой фракции.

Помимо сил взаимных столкновений еще одной силой, действующей на частицы дисперсного материала при его пневмотранспорте, является сила воздействия со стороны стенки трубы. Наличие поперечной составляющей скорости частицы, появляющейся вследствие нецентрального столкновения частиц и воздействия на мелкие частицы поперечных турбулентных пульсаций в газовом потоке, приводит к их столкновению с внутренней поверхностью трубы, при этом частицы теряют часть своего вертикального импульса и испытывают со стороны стенки некоторое тормозящее воздействие.

Таким образом, в более общем случае, чем это отражено в уравнении движения (1.109), уравнение движения полидисперсной смеси должно содержать не только силу гидродинамического воздействия поднимающегося газового потока, силу тяжести и силу выталкивания Архимеда, но также и силу столкновения частиц друг с другом и со стенками трубопровода. Такой анализ приводится в специальной литературе, где также рассматривается специфика пневмотранспорта по наклонным и горизонтальным трубопроводам.

1.19. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПОТОКОВ

При рассмотрении пневмотранспорта отмечалось, что в процессе тепло- и массообмена дисперсной фазы с несущим ее газовым потоком существенное значение имеет время пребывания частиц в трубопроводе, поскольку от этого времени зависит степень нагрева (или охлаждения) частиц или степень их высушивания и т. п.

Теперь нетрудно представить себе поток, например, пересыщенного раствора, проходящего по трубе и непрерывно образующего в каждой точке своего объема зародыши кристалликов. Число зародившихся кристалликов и их размер, до которого они успели вырасти, зависят от времени нахождения в объеме трубы непрерывно проходящего через нее раствора (предполагается, что после выхода из трубы кристаллики сразу же отделяются от раствора и, следовательно, перестают расти).

Аналогичная ситуация имеет место и при обратном процессе – когда поток капельной жидкости несет в себе взвешенные частицы растворяющегося вещества. При этом степень растворения частиц зависит от времени пребывания жидкости и содержащихся в ней частиц в зоне растворения.

Рассмотрим еще один пример. Пусть трубопровод представляет собой рабочий объем, в котором происходит химическая реакция между компонентами гомогенной смеси, непрерывно поступающими в трубу. Для простоты анализа будем считать, что продукты реакции имеют тот же объем, что и исходные реагенты, и их фазовое состояние остается прежним. Химическая реакция, как известно, обладает определенной скоростью (в зависимости от температуры, исходных концентраций реагентов и энергии активации реакции). Следовательно, степень завершенности реакции в выходящем потоке будет зависеть от времени пребывания потока в рабочем объеме трубопровода.

Теперь представим себе, что в приведенных примерах поток в трубопроводе имеет ламинарный режим течения, характеризующийся параболическим распределением скорости по поперечному сечению (см. рис. 1.11 и формулу (1.54)). В таком случае порции потока, которые проходят в центральной зоне трубы и имеют максимальную скорость, будут и находиться (пребывать) в трубе меньшее время по сравнению с той частью потока, которая с малой скоростью проходит вблизи стенки и, соответственно, пребывает в объеме трубы значительно большее время, чем порции, проходящие вблизи оси. А это значит, что те процессы, которые могут происходить в потоке, например отмеченные ранее процессы кристаллизации, растворения или химического реагирования, завершатся в различной степени для разных слоев (порций, частей) потока в зависимости от разного времени их пребывания в трубе. Следовательно, на выходе из трубопровода (из рабочего объема) размер кристаллов или растворяющихся частиц или степень завершенности химической реакции будут неодинаковыми (неодинаковая степень отработки).

На первый взгляд может показаться, что неодинаковая степень отработки отдельных частей потока не столь существенна, а важна только средняя степень отработки, найденная по *среднему времени пребывания* потока ($\bar{\tau}$) в рабочем объеме:

$$\bar{\tau} = V_{\text{ап}}/V_c, \quad (1.110)$$

где $V_{\text{ап}}$ – объем рабочей зоны аппарата (в наших примерах – внутренний объем трубы), м^3 ; V_c – объемный расход потока, $\text{м}^3/\text{с}$.

Для трубы постоянного сечения $\bar{\tau}$ может быть легко определено также по очевидному кинематическому равенству $\bar{\tau} = L/w$, где L – длина трубы, м; w – среднее по сечению трубы значение скорости потока, м/с.

Однако использование среднего времени пребывания для расчета средней степени отработки потока (среднего размера кристалликов или растворяющихся частиц, средней степени глубины реакции) возможно только в тех случаях, когда скорость процесса взаимодействия отдельных частей потока или потока с частицами является линейной функцией времени. К сожалению, скорости практически всех реальных процессов зависят от изменяющихся во времени параметров процесса (размеров частиц, концентраций реагентов и т. п.), и только через изменение этих параметров сложным образом – от времени (см. гл. 3, 7, 8). Поэтому использование среднего времени пребывания потока $\bar{\tau}$ для расчетов средней степени отработки не представляется возможным. Необходимо знать *распределение* отдельных порций потока по временам их пребывания в рабочей зоне.

Понятие *плотности распределения* какой-либо величины (в нашем случае – порций потока) по какой-либо другой, непрерывно изменяющейся величине (по времени пребывания, по размерам частиц или по глубине химической реакции и т. п.) довольно сложное, поэтому полезно вспомнить о распределениях молекул по скоростям их движения (распределение Максвелла) и о распределении интенсивности излучения черного тела по длинам волн (распределение Планка), которые изучаются в курсе общей физики.

Аналогично этим распределениям физических величин вводится понятие плотности распределения элементов (порций, частей) потока по времени их пребывания в некотором объеме:

$$\rho(\tau) = \frac{1}{V_c} \frac{dV_c}{d\tau}, \text{ с}^{-1}. \quad (1.111)$$

Смысл плотности распределения $\rho(\tau)$ (здесь это не плотность какого-либо вещества в кг/м^3) следующий: это относительная доля от общего потока V_c , которая пребывает в каком-либо объеме в течение единичного интервала времени с центром этого интервала, соответствующим текущему значению времени τ .

Легче усвоить смысл понятия $\rho(\tau)$, если на графике этой функциональной зависимости (рис. 1.47) выделить элементарный интервал времени от τ до $(\tau + d\tau)$, тогда величина $\rho(\tau)d\tau$ – это элементарная доля потока, время пребывания которой находится в интервале от τ до $(\tau + d\tau)$.

Представленный на рис. 1.47 общий вид графической зависимости характерен для многих распределений (например, Максвелла и Планка) и в данном случае соответствует тому физически очевидному обстоятельству, что доля потока со временем пребывания, близким к нулевому, стремится к нулю; доля с очень большими временами пребывания асимптотически стремится к нулю. Характерно также наличие максимума на кривой плотности распределения, т. е.

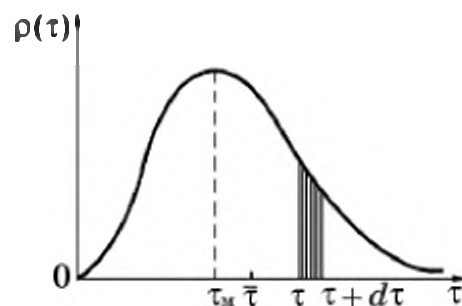


Рис. 1.47. Плотность распределения элементов потока по временам их пребывания в рабочей зоне аппарата

наличие некоторой наибольшей доли потока, пребывающей в рабочей зоне некоторое время, близкое к τ_m , причем в общем случае значения τ_m и среднего расходного времени пребывания $\bar{\tau}$, определяемого соотношением (1.110), не совпадают.

Сумма всех элементарных долей (элементов) потока по всевозможным временам их пребывания от нулевого времени (практически мгновенный пропуск малой части потока, например при его интенсивном перемешивании внутри рабочего объема) до бесконечного времени (часть потока, попавшая в застойную зону внутри аппарата) должна непременно давать единицу:

$$\int_0^{\infty} \rho(\tau) d\tau = 1. \quad (1.112)$$

Соотношение (1.112) называют условием нормировки плотности распределения $\rho(\tau)$.

Явный функциональный вид плотности распределения дает принципиальную возможность вычислять среднее значение степени отработки потока, но для этого должна быть известна кинетическая зависимость отработки отдельного элемента потока от времени $\gamma(\tau)$. Примерами такого рода кинетической функции являются зависимость от времени размера растворяющейся частицы или растущего в растворе кристалла, влагосодержание высушиваемой частицы, количество адсорбированного частицей адсорбента вещества, температура нагреваемых или охлаждаемых частиц, степень завершенности химической реакции и т. п. Это именно та зависимость от времени, о которой выше говорилось, что она практически никогда не бывает линейной функцией времени. Явный вид кинетической зависимости $\gamma(\tau)$ в относительно простых случаях может быть получен из модельных представлений о кинетике конкретного процесса или в общем случае – из экспериментов (см. гл. 3, 7, 8, 9, 10).

Средняя степень отработки потока при неодинаковых временах пребывания его отдельных частей в рабочей зоне определяется интегрированием (суммированием) произведения $\gamma(\tau) \cdot \rho(\tau)$ по всем возможным временам пребывания:

$$\bar{\gamma} = \int_0^{\infty} \gamma(\tau) \cdot \rho(\tau) d\tau. \quad (1.113)$$

Действительно, в соответствии с физическим смыслом произведения $\rho(\tau)d\tau$ (доля потока, пребывающего в рабочей зоне в течение интервала времени от τ до $\tau + d\tau$) умножение этой доли на степень ее отработки $\gamma(\tau)$ дает вклад этой элементарной доли в общую отработку. Естественно, что суммирование вкладов всех элементарных долей, пребывающих в рабочей зоне различное время и имеющих, соответственно, разную степень отработки, и представляет собой среднюю степень отработки всего потока.

Несобственный интеграл в соотношении (1.113) быстро сходится за счет обычно быстрого стремления к нулю плотности распределения $\rho(\tau)$ (см. рис. 1.47) и стремления кинетической функции $\gamma(\tau)$ к постоянному (или нулевому) значению при $\tau \rightarrow \infty$. Собственно вычисление определен-

ного интеграла зависит от конкретного вида функциональной зависимости произведения $\gamma(\tau) \cdot \rho(\tau)$ от переменной интегрирования (τ). В некоторых простых случаях интеграл может быть определен известными аналитическими методами, и тогда оказывается возможным получить выражение для $\bar{\gamma}$ в виде конкретной формулы, связывающей среднюю степень отработки с параметрами того или иного процесса (температура, концентрация, скорости движения, $\bar{\tau}$ и т. п.), входящими наряду с текущим временем процесса (τ) в кинетическую функцию $\gamma(\tau)$ и в функцию плотности распределения $\rho(\tau)$. В общем случае численное значение интеграла может быть найдено любыми известными из курсов высшей и прикладной математики приближенными методами.

Можно показать (вывод здесь не приводится), что по известным функциональным зависимостям $\rho(\tau)$ и $\gamma(\tau)$ можно получить плотность распределения потока по степени отработки его отдельных долей $\rho(\gamma)$. Конкретный вид такого распределения, естественно, в значительной степени зависит от вида функций $\gamma(\tau)$ и $\rho(\tau)$.

На рис. 1.48 в качестве примера показана плотность распределения потока высушиваемых в псевдооживленном слое частиц дисперсного материала по влагосодержанию (в данном случае $\gamma \rightarrow u$).

Из вида кривой следует, что поток выгружаемого из сушильного аппарата дисперсного материала содержит в себе частицы практически любого влагосодержания от начального (u_0) до предельно низкого влагосодержания u^* , равновесного с параметрами используемого сушильного агента (см. гл. 10).

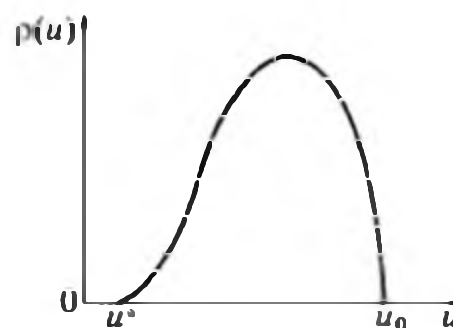
В последующих главах мы подробно рассмотрим вопрос о кинетике конкретных процессов химической технологии. Здесь же сосредоточим внимание на гидродинамическом аспекте вопроса, т. е. на анализе возможных видов плотности распределения потоков $\rho(\tau)$ по временам пребывания в рабочей зоне.

Вновь рассмотрим самый простой рабочий объем аппарата – трубу постоянного сечения, по которой поток перемещается при ламинарном режиме течения (см. рис. 1.11). Совместный анализ формулы для параболического профиля скорости (1.54) и соотношения (1.105), определяющего понятие плотности распределения $\rho(\tau)$, позволяет для данного случая получить (вывод здесь не приводится) следующую функциональную зависимость для $\rho(\tau)$ в виде кубической гиперболы, представленной на рис. 1.49:

$$\rho(\tau) = \frac{\bar{\tau}^2}{2\tau^3}. \quad (1.114)$$

Из соотношения (1.114) и рис. 1.49 следует, что в данном случае не существует никакой части потока, время пребывания которой

Рис. 1.48. Плотность распределения дисперсного материала по влагосодержанию на выходе из сушильного аппарата непрерывного действия с псевдооживленным слоем материала



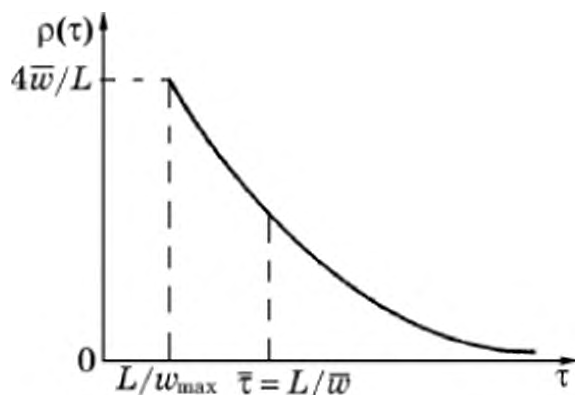


Рис. 1.49. Плотность распределения элементов ламинарного потока по временам их пребывания в трубе постоянного сечения

в трубе длиной L было бы меньше $\tau_{\min} = L/w_{\max}$ – времени прохождения по трубе той части потока, которая двигается с максимальной скоростью w_{\max} по оси трубы. Асимптотическое стремление

кривой $p(\tau)$ к оси абсцисс при $\tau \rightarrow \infty$ соответствует тем элементам потока, которые перемещаются у стенки трубы со скоростью, стремящейся к нулю на самой стенке.

Рассмотрим теперь с этой же точки зрения непрерывный поток в трубе постоянного сечения при турбулентном режиме течения. Профиль скорости турбулентного потока в трубе не может быть записан в форме единого соотношения. Известно лишь, что для основного турбулентного ядра потока можно получить (здесь приводится без вывода) логарифмическое распределение осредненной скорости в зависимости от расстояния y от твердой стенки:

$$w/w_* = C + \alpha \ln(w_* y/\nu), \quad (1.115)$$

где $w_* = \sqrt{\sigma_w/\rho}$ – так называемая *динамическая скорость* потока, м/с; σ_w – касательное напряжение трения потока о стенку, Н/м²; ρ – плотность вязкой жидкости, кг/м³.

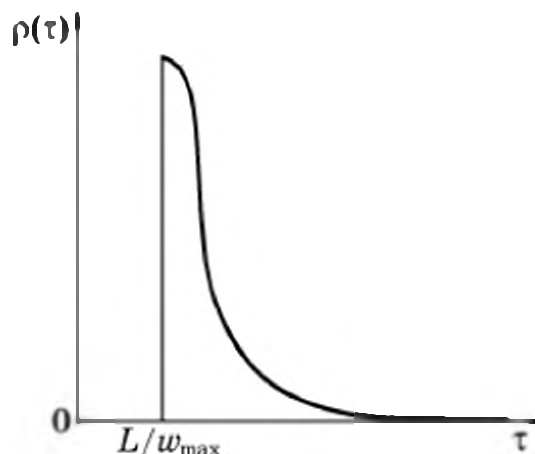
Численные значения постоянных констант турбулентного потока C и α не могут быть найдены из каких-либо теоретических соображений, и их определяют на основе опытных данных по измерению профилей скоростей и значений σ_w в турбулентных потоках. Для общей теории оказывается существенным, что величины C и α имеют одинаковые значения для турбулентных потоков как внутри закрытых каналов (в трубах), так и при внешнем обтекании каких-либо поверхностей.

Экспериментальные измерения показали, что для *турбулентного ядра* потока на расстояниях от твердой поверхности, соответствующих условию $w_* y/\nu > 30$, значения констант в профиле (1.115) $C = 5,5$ и $\alpha = 2,5$.

В тонком *ламинарном слое* имеет место линейный профиль скорости $w = \sigma_w y/\mu$, а его толщина соответствует условию $w_* y/\nu = 5$. Следовательно, ламинарный слой существует в пределах $0 < w_* y/\nu < 5$. В ламинарном слое не может быть турбулентных пульсаций, и определяющими здесь являются силы вязкого трения, вызываемые молекулярной вязкостью. В турбулентном ядре потока преобладают силы турбулентного трения.

Между ламинарным слоем и турбулентным ядром потока существует *переходный слой* (см. рис. 1.13), в котором эффекты молекулярного и турбулентного обмена количеством движения приблизительно одинаковы. Толщина переходного слоя соответствует условию $5 < w_* y/\nu < 30$, а профиль скорости в этом слое оказывается соответствующим формуле (1.115), но с иными численными значениями констант: $C = \alpha = 5,0$. Для негладких поверхностей стенок значения констант оказываются иными.

Рис. 1.50. Плотность распределения элементов потока по времени пребывания в трубе при турбулентном режиме течения



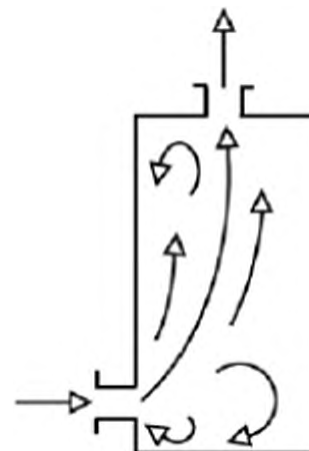
Существенно, что толщины ламинарного и переходного слоев и значения констант C и α в логарифмическом профиле (1.115) могут быть найдены только на основе экспериментальных измерений, что определяет теорию турбулентных потоков как полуэмпирическую.

Возвращаясь к вопросу распределения элементов потока по времени пребывания, следует отметить, что по сравнению с высокой степенью неравномерности распределения в ламинарном потоке (формула (1.114) и рис. 1.49) в турбулентном потоке распределение $\rho(\tau)$ более равномерное (рис. 1.50), что соответствует более заполненной, близкой к прямоугольной (см. рис. 1.54, а) эпюре скоростей. С другой стороны, для турбулентного движения характерен случайный характер движения отдельных пульсирующих элементарных объемов (глобул) в потоке. Поэтому для мелких взвешенных в потоке объектов, совершающих пульсационное движение вместе с пульсирующими глобулами (например, кристаллические зародыши и мелкие кристаллики), распределение по времени пребывания становится в некоторой степени неопределенным. Впрочем, более крупные объекты в потоке, которые в силу своей инерционности не участвуют в случайном движении турбулентно пульсирующих глобул, совершают продольное движение в соответствии с профилем скорости, изображенным на рис. 1.13 и, следовательно, имеют плотность распределения по времени такую же, как и плотность распределения несущего турбулентного потока. Отметим, что плотность распределения, соответствующая одинаковому времени пребывания всех элементов потока (как и взвешенных в нем мелких частиц), представляет собой предельный вертикальный прямоугольник нулевой ширины (все элементы потока имеют одинаковое время пребывания) единичной площади (высота такого прямоугольника должна стремиться к бесконечности) (см. рис. 1.54, б).

Реальные аппараты, через которые проходят потоки веществ, имеют более сложные конструкции, чем прямые трубы. Траектории движения отдельных элементов потока в аппаратах могут быть довольно сложными: некоторая часть потока может по кратчайшему пути, напрямую проходить от места ввода потока к выходу, а другая часть, наоборот, будет задерживаться в объеме аппарата в застойных зонах (рис. 1.51).

В аппаратах более сложной конфигурации структура потоков может быть значительно сложнее изображенной на рис. 1.51. При непростых трехмерных

Рис. 1.51. Схема движения потока в вертикальном аппарате



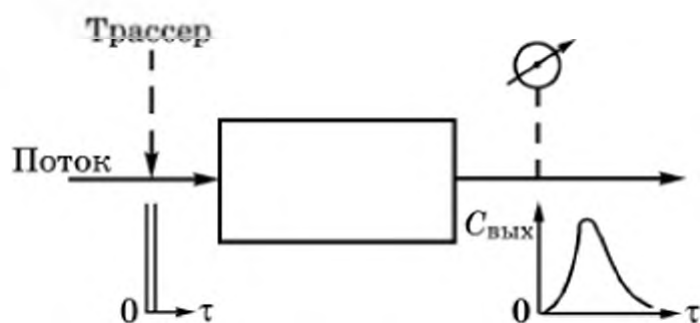


Рис. 1.52. Схема опыта с импульсной подачей метки (трассера) на входе в аппарат и непрерывной регистрацией выходного сигнала

циркуляционных профилях скорости внутри аппарата измерение ее локальных значений пред-

ставляет непростую задачу. Кроме того, при турбулентных потоках даже полная информация о сложном профиле скорости еще не означает наличие полной информации о плотности распределения элементов потока по времени пребывания. Поэтому на практике вместо попыток определения поля скоростей в аппарате используют экспериментальный метод внесения какой-либо метки потока на входе в исследуемый аппарат и непрерывной или периодической (через небольшие интервалы времени) регистрации концентрации метки (индикатора) в выходящем из аппарата потоке (рис. 1.52).

В качестве индикатора может быть использовано вещество, концентрация которого в основном потоке легко определяется в широком диапазоне ее значений. Так, например, при исследовании структуры потока воды в нее можно в качестве индикатора вводить раствор красителя, какую-либо соль, кислоту, радиоактивный изотоп и т. п., концентрация которых в выходящем потоке может быть надежно измерена соответствующим прибором. Для потока воздуха или иного газа индикатором может служить дым, концентрацию которого на выходе можно измерять, например, с помощью просвечивающего выходящий поток оптического луча и регистрирующего фотометра.

Основным методом индикации является *импульсное введение* индикатора в начальный поток. Время введения индикатора в поток должно быть как можно меньше, но количество метящего вещества по отношению к расходу потока и к объему аппарата должно быть достаточным, чтобы концентрация индикатора на выходе из аппарата в течение длительного времени была достаточна для надежного измерения.

Можно показать (здесь приводится без вывода), что зависимость выходной концентрации индикатора (трассера) от текущего времени, отсчитываемого от момента ввода его в аппарат $C_{\text{вых}}(\tau)$, соответствует плотности распределения элементов потока по времени пребывания в аппарате $\rho(\tau)$.

Реже используется иной, так называемый *ступенчатый способ* введения трассера. При этом в некоторый момент времени, принимаемый за начальный ($\tau = 0$), вместо основного потока, не содержащего трассера, в аппарат начинает и продолжает в процессе всего эксперимента вводиться поток, содержащий постоянную начальную концентрацию индикатора. На выходе, как и при импульсной подаче, непрерывно измеряется концентрация индикатора в выходящем потоке. Выходная концентрационная кривая (как и при импульсной подаче трассера часто называемая *кривой отклика*) здесь соответствует так называемой *интегральной кривой распределения*, представляющей собой интеграл от плотности

распределения в пределах от момента начала подачи метки $\tau = 0$ до текущего значения времени τ :

$$F(\tau) = \int_0^{\tau} \rho(\tau) d\tau. \quad (1.116)$$

По физическому смыслу распределение $F(\tau)$ представляет долю вещества потока, пребывающего в аппарате время, меньшее чем τ . Значение $F(\tau)$ изменяется от 0 при $\tau = 0$ до 1 при $\tau \rightarrow \infty$ (см. условие и смысл нормировки (1.112)). Геометрическая интерпретация интегрального распределения $F(\tau)$ приведена на рис. 1.53.

В отличие от интегрального распределения $F(\tau)$ плотность распределения $\rho(\tau)$ называют также *дифференциальным распределением*.

Сравнивая функции $\rho(\tau)$ и $F(\tau)$, следует отметить, что плотность распределения обладает большей информативностью относительно прохождения потока через исследуемый аппарат; функция $F(\tau)$, как и любая операция интегрирования, содержит в себе лишь некоторую усредненную по интервалу интегрирования информацию. Поэтому в экспериментах по определению структуры потока всегда предпочтительнее использовать импульсную подачу индикатора и получать на выходе концентрационную кривую отклика, идентичную дифференциальной функции распределения, если только имеется возможность использовать экспериментальную технику, которая позволяет надежно формировать импульсный входной сигнал, а прибор для измерения выходной концентрации используемого индикатора обладает достаточно широким диапазоном ее измерения. В противном случае используется более простая ступенчатая метка входящего в аппарат потока, при этом на выходе, соответственно, получают более плавную, чем $\rho(\tau)$, кривую $F(\tau)$, но при этом имеют в виду, что вычисление явного вида зависимости $\rho(\tau)$ методом дифференцирования экспериментальной кривой $F(\tau)$ связано со значительной погрешностью.

Анализ экспериментальных данных, получаемых описанными методами введения индикатора, показывает, что в некоторых относительно простых случаях можно рассматривать два противоположных предельных вида поведения потока внутри аппарата: движение в режиме *идеального вытеснения* и в режиме *полного смешения* потока.

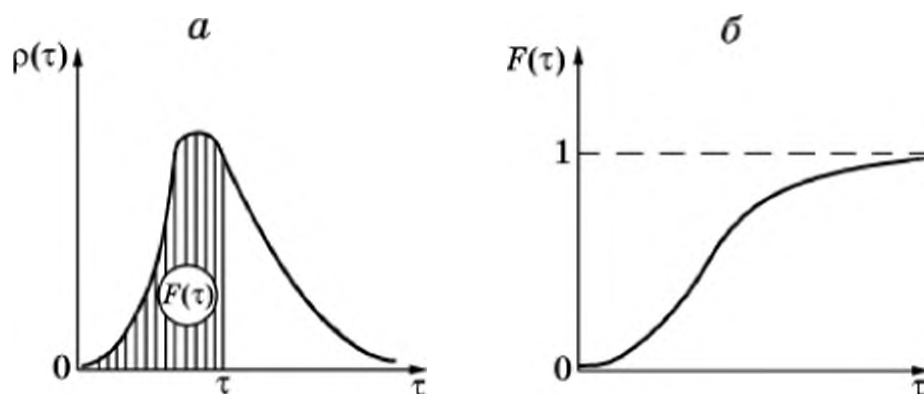


Рис. 1.53. Связь между плотностью распределения (а) и интегральным распределением (б)

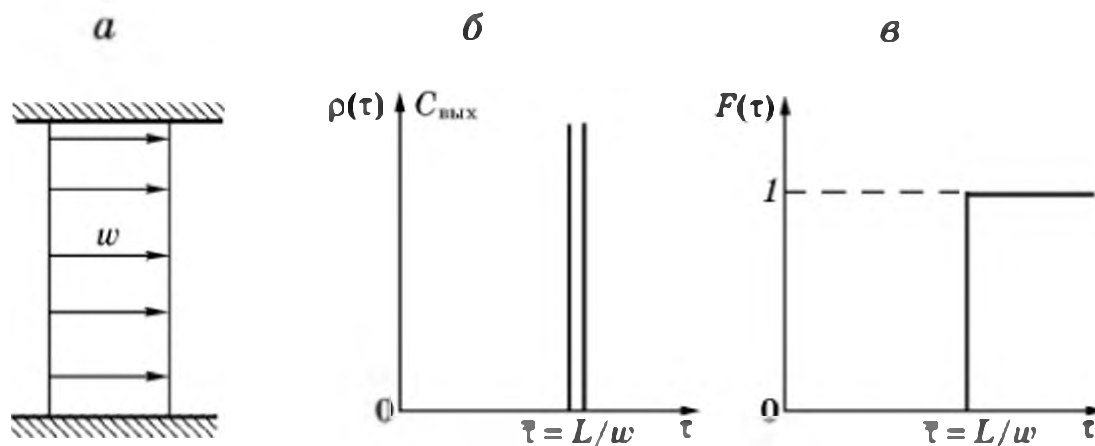


Рис. 1.54. Профиль скорости (а), плотность распределения (б) и интегральное распределение (в) при режиме идеального вытеснения

Идеальное вытеснение – это движение потока с постоянной по поперечному сечению трубопровода скоростью (рис. 1.54, а). На практике к такому теоретическому, предельному варианту ближе всего турбулентное движение маловязкой (в пределе – имеющей нулевую вязкость) жидкости при больших значениях критерия Рейнольдса, когда толщина пристенных слоев пренебрежимо мала по сравнению с поперечным сечением турбулентного ядра потока.

График выходной концентрации импульсно поданного индикатора в этом предельном случае должен выглядеть, как импульс такой же формы, что и импульс, введенный в аппарат с входящим потоком (рис. 1.54, б). Импульсный вид функции отклика (в физике такую функцию называют δ -функцией Дирака) означает, что все элементы потока пребывают в трубопроводе одинаковое время $\bar{\tau} = L/\bar{w}$, где L – длина трубопровода. Интегральная функция распределения в этом случае имеет ступенчатый вид (рис. 1.54, в).

Идеальное вытеснение представляет собой, по существу, модельное представление о реальном процессе движения потока, или модель процесса. Математическое описание (математическая модель) рассматриваемого предельного режима вытеснения физически представляет собой уравнение нестационарного материального баланса (1) вещества трассера, записываемое для элементарного объема длиной dl внутри аппарата (рис. 1.55):

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} S dl = wSC|_l - wSC|_{l+dl}, \quad (1.117)$$

где C – объемная концентрация индикатора в потоке, $\text{кг}/\text{м}^3$; S – постоянное поперечное сечение канала (трубопровода), м^2 .

Физический смысл уравнения (1.117) состоит в том, что скорость изменения массы индикатора в элементарном объеме Sdl (левая часть уравнения) равна разности между вносимым

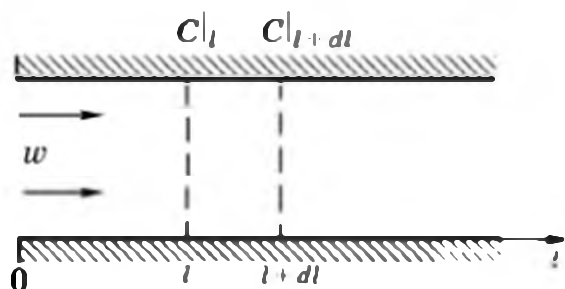
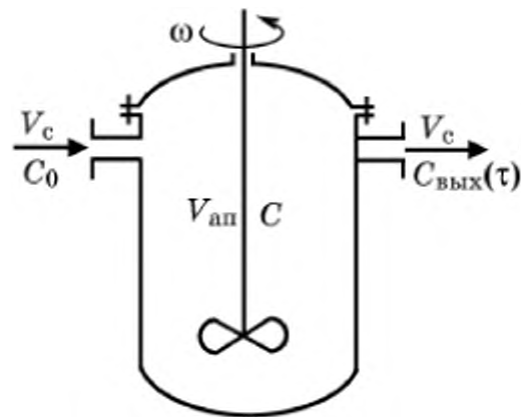


Рис. 1.55. К выводу уравнения (1.118) математической модели режима идеального вытеснения

Рис. 1.56. К выводу уравнения (1.120) математического описания режима полного (идеального) смешения



с потоком количеством индикатора (первое слагаемое правой части) и выносимым его количеством (второе слагаемое правой части уравнения).

Концентрация индикатора в точке с координатой $(l + dl)$ представляется первыми двумя слагаемыми разложения функций в ряд Тейлора; $C|_{l+dl} = C|_l + (\partial C / \partial l)_l dl$. Подстановка значения $C|_{l+dl}$ в балансовое уравнение (1.117) и очевидные упрощения дают окончательный вид уравнения математического описания режима идеального вытеснения:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w \frac{\partial C}{\partial l} = 0. \quad (1.118)$$

Дифференциальное уравнение (1.118) в частных производных первого порядка описывает распределение концентрации трассера в аппарате и на выходе из него при любом способе подачи метки в поток, входящий в аппарат, в том числе и при подаче в форме δ -функции.

Режим полного смешения (перемешивания) представляет собой противоположный режиму идеального вытеснения предельный случай поведения потока в аппарате. При этом считается, что сразу же после входа в аппарат все элементы потока хаотически перемещаются по всему объему аппарата с очень большой (в пределе – с бесконечной) скоростью. Следовательно, любая порция только что вошедшего в аппарат потока имеет равную с другими частями потока вероятность покинуть аппарат. Ближе всего к режиму полного смешения оказываются режимы работы аппаратов с интенсивно работающими перемешивающими устройствами (рис. 1.56) или аппараты с псевдооживленным слоем дисперсного материала, когда речь идет о времени пребывания отдельных порций (или даже отдельных частиц) потока дисперсного материала в объеме псевдооживленного слоя.

Если в аппарат полного перемешивания вместе с непрерывно входящим потоком ввести импульсную метку, то она мгновенно и равномерно распространится по всему объему аппарата. Следующие за меткой новые порции немеченного потока непрерывно разбавляют введенный в момент $\tau = 0$ индикатор, и его концентрация в объеме аппарата постоянно уменьшается, вследствие чего уменьшается и концентрация выводимого из аппарата индикатора.

Уравнение математической модели режима полного смешения также выводится как уравнение нестационарного баланса концентрации трассера для рабочего объема аппарата. При этом существенно, что концентрация по всему объему постоянна, хотя и уменьшается с течением времени от момента входа импульсной метки. Кроме того, концентрация на выходе из аппарата с полным перемешиванием в любой момент времени $\tau \geq 0$ равна концентрации трассера в объеме аппарата.

Скорость изменения количества индикатора в аппарате равна разности между количествами входящего и выходящего индикатора: $V_{\text{вн}}(dC/d\tau) = V_c C_0 - V_c C$, где C_0 – концентрация индикатора во входящем потоке, которая при импульсной подаче трассера в момент $\tau = 0$ равна отношению $V_{\text{вн}}$ к количеству введенного трассера, а при $\tau \geq 0$ метка не подается и $C_0 = 0$. Следовательно, после разделения переменных C и τ уравнение баланса для данного случая будет иметь вид:

$$dC/C = -d\tau/\bar{\tau}, \quad (1.119)$$

где $\bar{\tau} = V_{\text{вн}}/V_c$ – среднее время пребывания вещества потока в аппарате.

Интегрирование уравнения (1.119) дает экспоненциальное уменьшение концентрации трассера во времени: $C = C_0 \exp(-\tau/\bar{\tau})$.

Поскольку выходная концентрационная кривая аналогична кривой плотности распределения элементов потока по времени пребывания, то и их уравнения аналогичны:

$$\rho(\tau) = \frac{1}{\bar{\tau}} \exp\left(-\frac{\tau}{\bar{\tau}}\right). \quad (1.120)$$

График зависимости (1.120) представлен на рис. 1.57, а. Интегральное распределение получается интегрированием дифференциального распределения (1.120):

$$F(\tau) = \int_0^{\tau} \frac{1}{\bar{\tau}} \exp\left(-\frac{\tau}{\bar{\tau}}\right) d\tau = 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{\bar{\tau}}\right). \quad (1.121)$$

На рис. 1.57, б изображен график зависимости (1.121).

Сравнение кривых на рис. 1.54 и 1.57 показывает, что рассмотренные предельные случаи поведения потоков обладают существенно разными распределениями элементов потока по временам их пребывания в объеме аппарата: от одинакового времени пребывания всех элементов потока при режиме идеального вытеснения до крайне неравномерного времени пребывания при полном перемешивании, когда наибольшая доля вещества потока пребывает в аппарате в течение времени, близкого к нулю (рис. 1.57, а), и заметная, хоть и малая доля – в течение очень значительного времени, сколь угодно большего среднего расходного времени пребывания $\bar{\tau}$ в аппарате (кривая $\rho(\tau)$ на рис. 1.57, а при $\tau \rightarrow \infty$ стремится к нулю асимптотически).

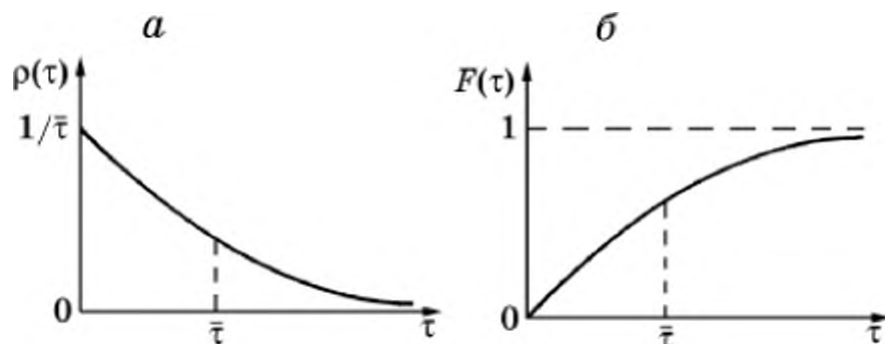


Рис. 1.57. Дифференциальное (а) и интегральное (б) распределения по времени пребывания элементов потока при режиме полного смешения

Рассмотренные предельные случаи позволяют судить, в каких пределах может иметь место неравномерность степени отработки элементов потока: от совершенно равномерной при идеальном вытеснении до предельно неравномерной отработки при полном смешении. В некоторых случаях действительное поведение потоков оказывается возможным считать соответствующим одному из рассмотренных предельных вариантов, и тогда анализ таких реальных процессов существенно упрощается.

Эксперименты с использованием трассера действительно показывают, что плотности распределения и, соответственно, интегральные распределения для реальных технологических аппаратов имеют вид, промежуточный между рассмотренными предельными случаями вытеснения и смешения, и что во многих случаях поведение потоков в тех или иных типах реальных аппаратов можно описать некоторыми умозрительными моделями, позволяющими получать плотности распределения на основе анализа уравнений, описывающих эти модели, без проведения экспериментов для каждого конкретного процесса.

В химической технологии и смежных отраслях промышленности имеют широкое распространение аппараты, представляющие собой несколько последовательно соединенных одинаковых элементов, в каждом из которых вещество потока интенсивно перемешивается. Это может быть последовательность (каскад) аппаратов с механической мешалкой в каждом из них (рис. 1.58), или секционированный аппарат с псевдооживленными слоями дисперсного материала в каждой из последовательных секций, или тарельчатый массообменный аппарат с перемешиванием фаз вследствие энергичного барботажа пузырьков газа или пара через слой жидкости на каждой тарелке. Поведение потоков в аппаратах такого рода часто можно представить в виде так называемой *ячеечной модели полного перемешивания*.

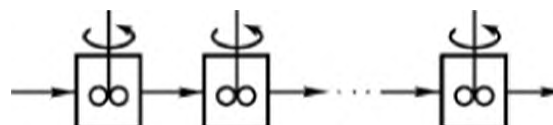
Теоретически можно показать (здесь – без вывода), что для двух последовательных ячеек с полным перемешиванием в каждой из них плотность распределения элементов потока по суммарному времени пребывания в обеих ячейках $\rho_2(\tau)$ имеет существенно иной вид по сравнению с формулой (1.120): $\rho_2(\tau) = (\tau/\bar{\tau}^2) \exp(-\tau/\bar{\tau})$, где $\bar{\tau}$ – одинаковое для обеих ячеек среднее время пребывания потока в каждой ячейке. Множитель “ τ ” в выражении для $\rho_2(\tau)$ означает, что при $\tau = 0$ плотность распределения $\rho_2(\tau)$ имеет здесь нулевое значение, т. е. доля потока, имеющего время пребывания близкое к нулевому, для случая двух последовательных ячеек близка к нулю, чего не было при полном перемешивании в одном аппарате (ср. кривые на рис. 1.59, а и 1.57, а).

Теоретически также можно получить плотность распределения для любого числа n последовательных ячеек полного смешения:

$$\rho_n(\tau) = [\tau^{n-1}/\bar{\tau}^n(n-1)!]\exp(-\tau/\bar{\tau}).$$

График кривой для $n = 5$ представлен на рис. 1.59, а; на рис. 1.59, б приведены соответствующие кривые для интегральных распределений

Рис. 1.58. Каскад последовательно соединенных аппаратов с механическими мешалками



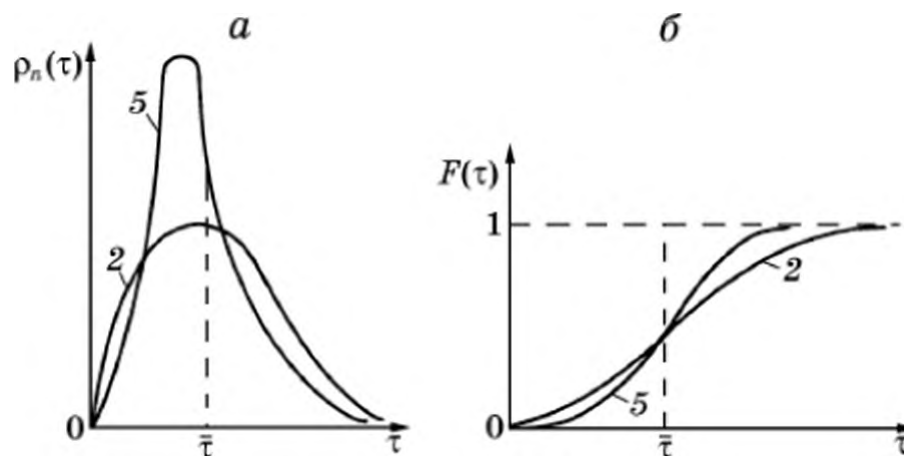


Рис. 1.59. Плотности распределения (а) и интегральные распределения (б) по времени пребывания для ячеечной модели при различном числе n последовательных ячеек (цифры у кривых – число ячеек)

$F_n(\tau)$, формулу для которых можно получить интегрированием (по частям) плотности распределения $\rho_n(\tau)$ в пределах от 0 до τ (см. определяющее соотношение (1.116)).

Из приведенных формул для $\rho_2(\tau)$ и $\rho_n(\tau)$ и из соответствующих графиков следует, что по мере увеличения числа n ячеек в каскаде время пребывания отдельных элементов потока становится все более близким к одинаковому, асимптотически стремясь к совершенно одинаковому при $n \rightarrow \infty$.

Еще одна распространенная модель, которая может удовлетворительно описывать структуру потоков в протяженных в направлении движения аппаратах, в том числе и в аппаратах, заполненных насадкой (см. рис. 1.32), – это так называемая *одномерная диффузионная модель* (рис. 1.60, а).

В этой модели полагают, что на режим идеального вытеснения как бы накладывается диффузионное, т. е. хаотическое, случайное размытие фронта движущегося потока. Проще всего смысл такого размытия понять, если представить введенный в аппарат (в трубу) импульс метки, например красителя. При режиме идеального вытеснения краситель, мгновенно введенный по всему сечению потока должен перемещаться параллельно самому себе, без каких-либо искажений по всей длине аппарата и через время $\bar{\tau} = L/w$ (где L – длина аппарата и w – постоянная по сечению скорость потока) выйти из аппарата (из трубы).

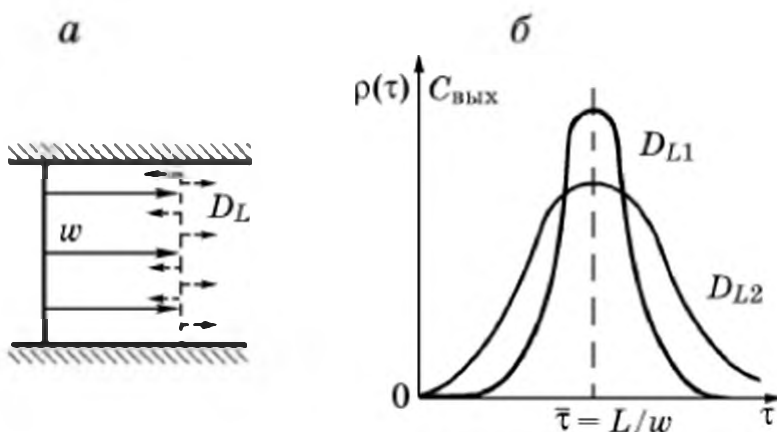


Рис. 1.60. Схема диффузионной модели (а) и плотности распределения элементов в потоке по временам пребывания в рабочем объеме (б): $D_{L2} > D_{L1}$

В диффузионной модели происходит размытие красителя в обоих направлениях, как в направлении основного потока, так и в обратном потоку направления. В аппарате, не заполненном какой-либо насадкой, такое размытие происходит за счет турбулентно пульсирующих объемчиков вещества потока, а в аппаратах с насадкой к турбулентному размытию добавляется еще и эффект нерегулярного течения струек потока через каналы между элементами насадки. Действительно, отдельные струйки в некоторых местах будут отклоняться от основного направления потока, в то время как другие, двигаясь без отклонений, будут опережать отклоняющиеся струйки. Некоторая доля вещества потока будет попадать в застойные зоны, которые в виде небольших объемов существуют вблизи точек контакта элементов насадки; в этих зонах вещество потока задерживается по отношению к среднему времени пребывания основного потока в аппарате. Суммарный размывающий эффект учитывается в уравнении математической модели так называемым *коэффициентом эффективной диффузии (продольного перемешивания)* D_L , а соответствующее слагаемое добавляется к уравнению (1.118) модели идеального вытеснения (вывод такого слагаемого приводится при выводе конвективно-диффузионного уравнения (5.12)):

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + \bar{w} \frac{\partial C}{\partial l} = D_L \frac{\partial^2 C}{\partial l^2}. \quad (1.122)$$

Решение дифференциального уравнения (1.122) в частных производных второго порядка здесь не приводится; графическое изображение его решения представлено на рис. 1.60, б, причем чем больше значение коэффициента продольного перемешивания D_L , тем шире кривая $\rho(\tau)$ и тем больше неравномерность во времени пребывания отдельных порций потока.

Строго говоря, влияние диффузионного перемешивания существенно не само по себе, а по отношению к переносу вещества потока в результате перемещения его со средней скоростью \bar{w} , т. е. ширина кривой есть функция безразмерного комплекса $\bar{w}L/D_L = \text{Pe}_L$ — диффузионного критерия Пекле (см. определяющее соотношение (5.26)).

При $D_L \rightarrow 0$ диффузионное слагаемое в правой части уравнения (1.122) становится нулевым, что соответствует режиму идеального вытеснения (1.118)). Можно показать, что в обратном предельном случае, когда $D_L \rightarrow \infty$, диффузионная модель стремится к модели полного перемешивания, т. е. бесконечно интенсивная диффузия полностью перемешивает вещество потока по всей длине аппарата.

Величина D_L определяется экспериментально, для чего на входе в аппарат подается импульсная метка, на выходе измеряется концентрация трассера и значение D_L вычисляется по ширине выходной кривой (рис. 1.60, б).

Кроме рассмотренных здесь моделей движения потоков внутри технологических аппаратов, используются и более сложные модели, которые учитывают, например, наличие струй вещества потока, проходящих практически без перемешивания по кратчайшей траектории от места ввода потока к выходу его из аппарата или, наоборот, наличие относи-

тельно крупных застойных зон. Такие эффекты описываются параллельными потоками идеального вытеснения и диффузионного перемешивания. Нужно, однако, иметь в виду, что чем больше эффектов учтено в математической модели, тем она сложнее и тем большее число параметров, подлежащих экспериментальному определению, содержит такая модель. Использование сложных математических моделей с большим числом параметров (D_L , n , доли потока, проходящие через аппарат в разных режимах движения и т. п.) становится затруднительным.

В заключение раздела о гидродинамической структуре потоков в технологической аппаратуре отметим, что математические модели движения потоков или экспериментальные данные о структуре потоков широко используются при анализе работы тепло- и массообменных аппаратов, в том числе и химических реакторов.

1.20. УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КАПЕЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ (НАСОСЫ)

Чтобы перемещать капельные жидкости по трубопроводам и через технологические аппараты, обладающие свойством оказывать гидравлическое сопротивление потоку перемещаемой вязкой жидкости, необходимо создавать разность давлений на входе потока в трубопровод и на выходе из него. В принципе, необходимую разность давлений можно обеспечить разностью уровней транспортируемой жидкости, что и делается в ряде случаев, когда необходимо поддерживать строго постоянное избыточное давление на входе.

В напорную емкость, обеспечивающую избыточное давление, жидкость должна закачиваться с преодолением не только гидродинамического сопротивления, но и гидростатического давления столба жидкости (поднимать ее на высоту напорной емкости). Для этого приходится использовать устройство, создающее разность давлений, достаточную: 1) для придания массе перемещаемой жидкости необходимой кинетической энергии ($\Delta P_{\text{ск}} = \rho w^2/2$); 2) для преодоления гидравлического сопротивления трубопровода со всеми имеющимися на нем местными сопротивлениями ($\Delta P_{\text{тр}} + \Delta P_{\text{м.с}} = (\lambda L/d_s + \sum \zeta_i) \rho w^2/2$); 3) для придания перемещаемой жидкости потенциальной энергии ее подъема на высоту h ($\Delta P_{\text{под}} = \rho gh$); 4) для преодоления возможной разности статических давлений в конце трубопровода ($\Delta P_{\text{доп}} = P_{\text{ст2}} - P_{\text{ст1}}$) (см. формулы (1.43), (1.44)). Такое устройство называется *насосом*, оно служит для преобразования механической энергии движущихся частей насоса в энергию вырабатываемого насосом избыточного статического давления, которая и передается потоку транспортируемой жидкости.

По принципу действия насосы подразделяются на две основные группы: объемные и динамические. В *объемных насосах* давление жидкости повышается в результате вытеснения жидкости из замкнутого рабочего объема либо возвратно-поступательно движущимися поршнями или плунжерами, либо совершающими вращательное движение лопастями, шестернями, винтами. В *динамических насосах* давление жидкости повышается под действием центробежной силы инерции, возникающей при вращении жидкости, а сама жидкость приводится во вращение под действием лопастей колес насосов (в центробежных насосах) или сил трения (в струйных и вихревых насосах).

Основными характеристиками насосов всех конструктивных типов являются *производительность* V_c ($\text{м}^3/\text{с}$ или другие единицы объема в единицу времени) и развиваемое *давление* ΔP ($\text{Н}/\text{м}^2$ или другие единицы давления). Вместо давления часто используют пропорциональную разности давлений величину развиваемого насосом *напора* $H = \Delta P / (\rho g)$, где ρ – плотность жидкости ($\text{кг}/\text{м}^3$) и g – ускорение силы тяжести ($\text{м}/\text{с}^2$). Еще одной характеристикой насосов является потребляемая ими *мощность*, которая вычисляется как произведение разности давлений и производительности $N = \Delta P V_c = \rho g H V_c$ (см. формулу (1.45)).

Значения основных характеристик насосов и их зависимость от основных влияющих на эти характеристики параметров (размеров, скоростей движения элементов насоса, свойств жидкости и т. п.) в большой степени зависят от принципа действия и конструкции насосов.

1.20.1. ОБЪЕМНЫЕ НАСОСЫ

Наиболее распространенными типами объемных насосов являются поршневые или аналогичные им по принципу действия плунжерные насосы.

Поршневой насос (рис. 1.61) состоит из рабочего цилиндра 1, в котором с помощью кривошипно-шатунного механизма 3 совершает возвратно-поступательное движение поршень 2. При движении поршня вправо в левой части рабочего объема создается разрежение. Под действием создавшейся разности давлений по обе стороны от нагнетательного клапана 4 он закрывается, а всасывающий клапан 5 по той же причине открывается, и через него происходит заполнение левой части рабочего объема до тех пор, пока поршень не достигнет своего крайнего правого положения, отмеченного пунктиром. Как только поршень начинает двигаться влево, то в объеме цилиндра, заполненном несжимаемой жидкостью, давление повышается до величины, превосходящей

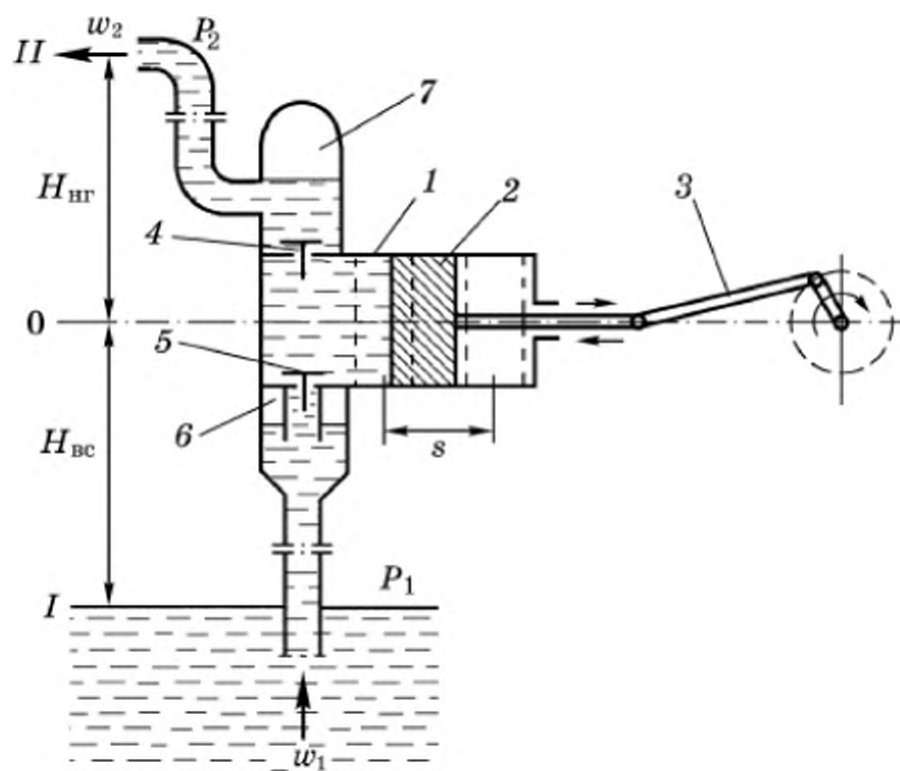


Рис. 1.61. Горизонтальный поршневой насос простого действия:

1 — рабочий цилиндр; 2 — поршень; 3 — кривошипно-шатунный механизм; 4 и 5 — нагнетательный и всасывающий клапаны; 6 и 7 — воздушные демпфирующие колпаки

давления по другую сторону обоих клапанов. Возникшая разность давлений закрывает всасывающий клапан 5 и открывает нагнетательный клапан 4, через который жидкость двигающимся влево поршнем выталкивается в нагнетательный трубопровод. Давление в нагнетательном патрубке определяется регулировкой пружины (или другого аналогичного устройства) нагнетательного клапана. Нагнетание заканчивается, когда поршень достигает своего крайнего левого положения, также отмеченного на рис. 1.61 пунктиром, после чего два описанных такта работы насоса повторяются в аналогичной последовательности.

Линейная скорость поршня внутри цилиндра не является постоянной, а изменяется по гармоническому закону, поэтому и поступление жидкости в нагнетательный патрубок также изменяется во времени по такому же закону; в процессе всасывания поступления сжатой жидкости в нагнетательный патрубок не происходит совсем

(рис. 1.62, кривая 1). Для сглаживания (демпфирования) неравномерности

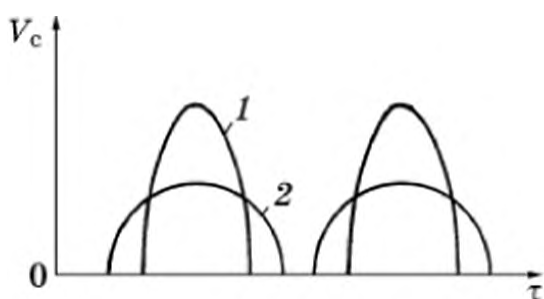


Рис. 1.62. График подачи несжимаемой жидкости поршневым насосом простого действия:

1 — без воздушных колпаков; 2 — при наличии демпферов

подачи жидкости на всасывающем и нагнетательном трубопроводах имеются так называемые воздушные колпаки 6 и 7. Когда поршень двигается влево с максимальной скоростью, что, согласно гармоническому закону движения кривошипно-шатунного механизма происходит на середине пути s поршня, поступление сжатой жидкости в нагнетательный патрубок максимально; в этот момент воздух в колпаке 7 под напором жидкости сжимается, часть жидкости заходит в объем колпака, и, следовательно, поступление жидкости непосредственно в нагнетательный трубопровод несколько уменьшается. На второй половине пути влево линейная скорость движения поршня уменьшается, уменьшается и поступление жидкости через нагнетательный клапан, но при этом только что сжатый воздух в колпаке расширяется и начинает выталкивать из объема 7 в трубопровод зашедшую туда жидкость. Это выталкивание продолжается также и в течение некоторого времени после закрытия нагнетательного клапана (кривая 2 на рис. 1.62). Аналогично работает воздушный демпфер 6 на линии всасывания.

Производительность поршневого насоса определяется рабочим объемом, который всасывает и при обратном движении выталкивает поршень при своем возвратно-поступательном движении внутри цилиндра. Таким образом, теоретическая производительность насоса определяется площадью цилиндра ($\pi d_{\text{ц}}^2/4$), длиной хода поршня s (рис. 1.61) и числом его ходов n в единицу времени:

$$V_{\text{с.т}} = (\pi d_{\text{ц}}^2/4)sn, \text{ м}^2 \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1} = \text{м}^3/\text{с}. \quad (1.123)$$

Действительная производительность поршневого насоса оказывается несколько меньшей, чем теоретическая, рассчитанная по формуле (1.123):

$$V_{\text{с}} = (0,8 \div 0,98)V_{\text{с.т}}. \quad (1.124)$$

Причин уменьшения реальной производительности по сравнению с теоретической может быть несколько. Так, клапаны на линиях всасывания и нагнетания вследствие своей инерционности не могут закрываться мгновенно, как только поршень изменит направление движения на обратное, поэтому часть жидкости, уже попавшей, например, в нагнетательный трубопровод, успевает проскочить через нагнетательный клапан обратно в рабочий объем цилиндра в первые мгновения после начала движения поршня вправо. Аналогично через не сразу захлопнувшийся всасывающий клапан некоторая часть жидкости из рабочего объема цилиндра успевает попасть обратно во всасывающий трубопровод в начальный момент движения поршня влево из его крайнего правого положения.

Еще одна причина уменьшения производительности по сравнению с максимально возможной величиной $V_{c, \tau}$ – выделение из перекачиваемой жидкости растворенного в ней воздуха, когда жидкость всасывается в рабочий объем цилиндра, где при движении поршня вправо создается давление ниже атмосферного давления P_1 на уровне I . Выделяющийся из жидкости воздух занимает некоторую часть рабочего объема, что и снижает величину V_c по сравнению с $V_{c, \tau}$. Кроме того, некоторая часть жидкости может вытекать из цилиндра в окружающую среду через не вполне герметичные уплотнения разъемных частей насоса и т. п.

Высоты всасывания, нагнетания и полный напор, развиваемые поршневым насосом, определяются на основе уравнения (1.32) баланса энергии для потока транспортируемой несжимаемой жидкости.

Для определения высоты всасывания запишем уравнение Бернулли для сечений I и 0 и момента перемещения поршня вправо, когда всасывающий клапан открыт, нагнетательный закрыт, т. е. когда происходит всасывание жидкости в рабочий объем цилиндра под действием разности давлений над жидкостью в сечении I и давления разрежения $P_{вс}$, создающегося в увеличивающемся рабочем объеме цилиндра:

$$\frac{P_1}{\rho g} + \frac{w_1^2}{2g} = \frac{P_{вс}}{\rho g} + \frac{w_{п}^2}{2g} + H_{вс} + h_{пот. вс}. \quad (1.125)$$

В уравнении (1.125) $w_{п}$ – скорость движения жидкости в цилиндре, равная скорости движения поршня; $h_{пот. вс}$ – потери напора на трение и на местные сопротивления при прохождении жидкостью всасывающего трубопровода.

Применительно к относительно тихоходным поршневым и другим объемным насосам небольшой производительности, у которых диаметры всасывающего трубопровода и цилиндра приблизительно одинаковы, малые слагаемые скоростных напоров в левой и в правой частях уравнения (1.125) могут быть сокращены, и тогда после решения этого уравнения относительно $H_{вс}$ получим

$$H_{вс} = \frac{P_1 - P_{вс}}{\rho g} - h_{пот. вс}. \quad (1.126)$$

Согласно соотношению (1.126), высота всасывания, на которую насос может всасывать расположенную ниже уровня его установки жидкость, должна быть обязательно меньше высоты столба перекачиваемой жидкости, соответствующей атмосферному давлению. Это уменьшение связано с наличием некоторой

(обычно небольшой) потери напора $h_{\text{пот. вс}}$ и с тем, что остаточное давление, создаваемое в рабочем объеме цилиндра, не может быть близким к нулю ($P_{\text{вс}} \neq 0$). Последнее обстоятельство связано с тем, что все капельные жидкости обладают некоторой летучестью, т. е. давлением паровой фазы вещества над жидкостью, причем давление паровой фазы однозначно зависит от температуры перекачиваемой жидкости. Следовательно, значение $P_{\text{вс}}$ в объеме под поршнем при его движении на всасывание не может быть меньше давления насыщенного пара жидкости, определяемого ее температурой. Так, при всасывании воды из открытого в атмосферу резервуара насосом, находящимся выше уровня I , высота всасывания во всех случаях принципиально не может быть большей или даже равной 10 м, поскольку высота столба воды, соответствующая атмосферному давлению, равна именно 10 м.

Практически $H_{\text{вс}}$ для воды всегда заметно меньше 10 м за счет наличия потерь на линии всасывания $h_{\text{пот. вс}}$ и давления водяного пара, которое при температуре 20 °С составляет $0,025 \text{ кгс/см}^2 = 0,25 \text{ м вод. ст.}$ и с увеличением температуры жидкости быстро увеличивается. Так, при 90 °С давление водяного пара соответствует уже давлению столба воды высотой 7 м, что делает всасывание воды при такой температуре практически мало реальным, если учесть, что имеют место еще и потери напора на преодоление сил трения во всасывающем трубопроводе.

Высота нагнетания, т. е. высота подъема жидкости над уровнем установки насоса, также определяется на основе уравнения Бернулли, записываемого теперь для сечений 0 и II в момент движения поршня на выталкивание жидкости через открытый нагнетательный клапан при закрытом всасывающем клапане:

$$\frac{P_{\text{нг}}}{\rho g} + \frac{w_{\text{II}}^2}{2g} = \frac{P_2}{\rho g} + \frac{w_2^2}{2g} + H_{\text{нг}} + h_{\text{пот. нг}}, \quad (1.127)$$

где $P_{\text{нг}}$ – давление поршня на жидкость при его движении влево; $h_{\text{пот. нг}}$ – потери напора на трение и местные сопротивления в нагнетательном трубопроводе; P_2 – статическое давление в сечении II.

Скоростные напоры в левой и правой частях равенства (1.127) вновь взаимно уничтожаются, и тогда решение относительно высоты нагнетания дает:

$$H_{\text{нг}} = \frac{P_{\text{нг}} - P_2}{\rho g} - h_{\text{пот. нг}}. \quad (1.128)$$

Согласно полученному соотношению (1.128), величина $H_{\text{нг}}$, в отличие от $H_{\text{вс}}$, не имеет принципиальных ограничений, поскольку

ку величина давления в рабочем объеме $P_{нг}$ при сжатии жидкости поршнем ограничивается только техническими требованиями к прочности конструкции и достаточной мощностью привода поршня.

Общий напор, развиваемый насосом, равен сумме напоров всасывания, нагнетания и потерь во всасывающем и нагнетательном трубопроводах:

$$H = H_{вс} + H_{нг} + h_{пот. вс} + h_{пот. нг}. \quad (1.129)$$

Величину развиваемого насосом общего напора можно выразить через разность статических давлений (удельную энергию одного кубического метра вещества потока) $\Delta P = \rho g H$.

Действительная мощность, потребляемая электродвигателем, приводящим в движение поршень насоса, находится по формулам (1.45) и (1.46).

Наряду с поршневыми насосами широко используются (особенно при перекачивании агрессивных жидкостей в химической промышленности) так называемые *плунжерные насосы* (рис. 1.63), принцип действия которых аналогичен поршневым, но в них вместо относительно дорогих в изготовлении цилиндра и поршня используются рабочий объем 1 насоса и плунжер 2, не требующие высокой степени обработки внутренней поверхности и уплотнительных колец соответственно.

Плунжерные и поршневые насосы обычно имеют незначительное число ходов плунжера или поршня, порядка нескольких десятков ходов в минуту и более, умеренную производительность – до десятков литров в минуту, но развивают относительно высокие напоры – до нескольких сотен метров водяного столба.

Еще одна характерная особенность объемных насосов, отличающая их от динамических машин такого же назначения, заключается в отсутствии связи между развиваемым напором и производительностью (рис. 1.64).

Это обстоятельство оказывается существенным при выборе

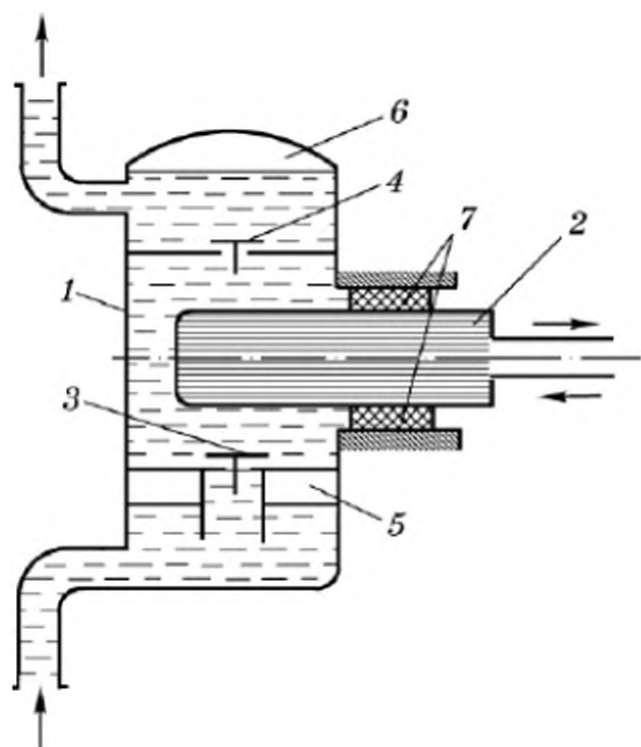
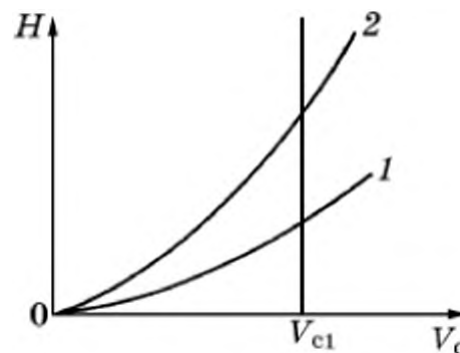


Рис. 1.63. Плунжерный насос прямого действия:

1 – корпус; 2 – плунжер; 3 и 4 – всасывающий и нагнетательные клапаны; 5 и 6 – воздушные колпаки (демпферы); 7 – сальниковое уплотнение

Рис. 1.64. Напорная характеристика плунжерного (поршневого) насоса



конкретного насоса, который должен обеспечить задаваемую производительность (V_c , м³/с) через трубопровод (*гидравлическую сеть*) с известной характеристикой, т. е. со связью между расходом жидкости через этот трубопровод и разностью давлений на его концах, которая, согласно соотношениям (1.44), (1.78) и (1.80), обеспечивает то или иное значение расхода (связь расхода и скорости потока определяется уравнением расхода (1.15)).

Благодаря *напорной характеристике* насоса, имеющей специфический вид вертикальной линии, характеристики любых трубопроводов (1 или 2 на рис. 1.64) имеют одинаковую абсциссу точек их пересечения с характеристикой насоса, а это значит, что объемный насос способен обеспечить заданный расход (на рис. 1.64 – V_{c1}) при работе его на сеть с разными характеристиками (сопротивлениями). Для этого должны лишь быть достаточными мощность привода и прочность конструкции насоса (сравнить с характеристиками центробежных насосов, см. рис. 1.71).

Насосы простого действия, рассмотренные ранее, имеют общий недостаток – импульсную, неравномерную подачу жидкости (см. рис. 1.62), поскольку поступление жидкости в нагнетательный трубопровод происходит только в процессе нагнетания тогда, как во время всасывания подачи сжатой жидкости из рабочего объема не происходит. Воздушные демпферы лишь в некоторой степени смягчают эту неравномерность, обусловленную принципом действия насосов простого действия.

Чтобы сделать оба такта работы плунжерного насоса подающими, используются насосы двойного действия или с дифференциальным плунжером.

Насосы двойного действия отличаются от насосов простого действия наличием дополнительной пары клапанов с другой стороны от плунжера (рис. 1.65), что делает рабочей и правую от плунжера часть объема внутри корпуса насоса (в противофазе с левой частью). Когда плунжер перемещается вправо, то в левой части объема через открытый всасывающий клапан происходит всасывание, а в правой части объема, наоборот, – при закрытом всасывающем клапане жидкость выталкивается через открытый нагнетательный клапан правой части насоса. При обратном движении плунжера влево происходит выталкивание жидкости из левой части объема и одновременно – всасывание в правой части и т. д. График подачи насоса двойного действия показан на рис. 1.66,

на котором более плавный вид кривой 2 объясняется демпфирующим влиянием воздушных колпаков.

Подача жидкости при каждом движении плунжера происходит также в насосах с дифференциальным плунжером (рис. 1.67), в которых отсутствует дополнительная пара клапанов, а всасывание и подача жидкости за каждый ход плунжера обеспечиваются разностью объемов плунжера в той его части, которая имеет больший диаметр d_1 , и в другой части, где диаметр d_2 плунжера меньше. Когда плунжер движется вправо, то в левой части рабочего объема происходит всасывание жидкости при закрытом нагнетательном клапане; при этом объем в правой части уменьшается, поскольку в эту часть рабочего объема вдвигается часть плунжера с большим диаметром, и излишек жидкости из правой части объема выталкивается в нагнетательный трубопровод.

При движении плунжера влево открывается нагнетательный клапан (всасывающий клапан закрывается), и жидкость выталкивается частично в нагнетательный трубопровод, а частично – в правую часть рабочего объема, освободившуюся в результате выхода из нее части плунжера с большим диаметром. Затем последовательность этапов работы насоса с дифференциальным плунжером повторяется.

Для перекачивания агрессивных и загрязненных жидкостей, когда нежелателен контакт таких жидкостей с полированной поверхностью плунжера и с сальниковым уплотнением, используются плунжерные насосы простого действия с эластичной мембраной (рис. 1.68), отделяющей перекачиваемую жидкость от плунжера и сальника.

Потерявшую эластичность мембрану легко заменить новой.

Еще один распространенный вид объемных насосов относительно

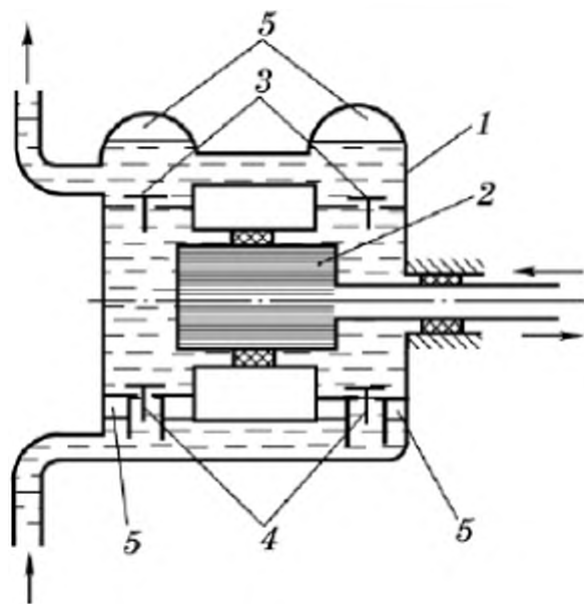
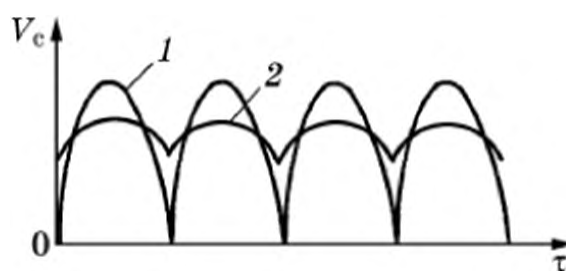


Рис. 1.65. Плунжерный насос двойного действия:

1 – корпус; 2 – плунжер; 3 и 4 – нагнетательные и всасывающие клапаны; 5 – воздушные демпферы

Рис. 1.66. График подачи плунжерного насоса двойного действия:

1 – без воздушных колпаков; 2 – при наличии воздушных колпаков



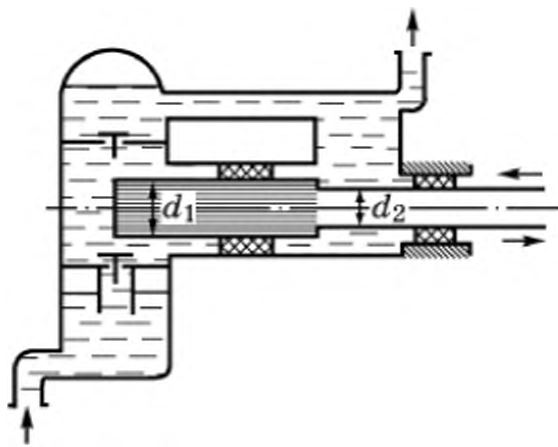


Рис. 1.67. Насос с дифференциальным плунжером

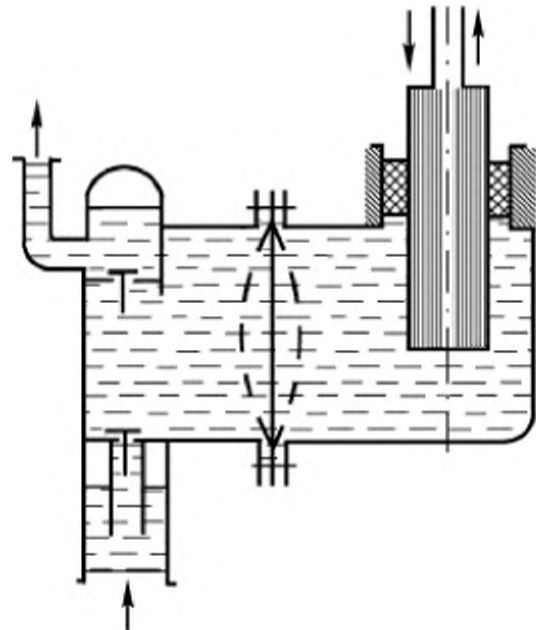


Рис. 1.68. Мембранный плунжерный насос

небольшой производительности – *шестеренчатый насос* (рис. 1.69) – предназначен для перекачки вязких жидкостей, требующих создания повышенного напора в несколько сотен метров. При встречном вращении зубчатых шестерен, у которых каждый зуб одной шестерни плотно входит в соответствующее пространство между соседними зубцами другой шестерни, в освобождающиеся пространства между зубцами снизу входит жидкость. Затем захваченная жидкость перемещается вдоль внутренней поверхности корпуса и выдавливается в нагнетательный патрубок, когда в пространства между зубьями входят зубцы противоположной шестерни.

Производительность шестеренчатого насоса определяется произведением площади поперечного сечения впадины между зубьями f_v , толщины $\delta_{ш}$ шестерен, числа зубьев z и частоты вращения шестерен n :

$$V_c = 2f_v \delta_{ш} z n \eta_v, \quad (1.130)$$

где $\eta_v = 0,8 - 0,98$ – объемный коэффициент полезного действия, зависящий от степени заполнения жидкостью объемов между зубцами и относительного количества жидкости, просачивающейся между наружными поверхностями зубцов и внутренней поверхностью корпуса из области высокого давления в нагнетательном патрубке в область низкого давления во всасывающем патрубке.

Шестеренчатые насосы обладают полезным свойством реверсивности, т. е. при изменении направления вращения шестерен на противоположное всасывающий и нагнетательный патрубки меняются местами. Шестеренчатые насосы

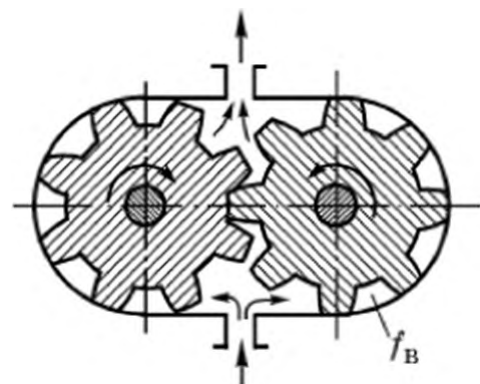


Рис. 1.69. Шестеренчатый насос

широко используются, например, для обеспечения циркуляции масла в замкнутых системах смазки, в которых наличие фильтра обеспечивает отсутствие загрязнений.

Винтовые насосы имеют ведущий винт с большой глубиной и значительным шагом нарезки и два винта меньшего диаметра, но с таким же шагом нарезки, которая входит в нарезку ведущего винта. При вращении ведущего и ведомых винтов происходит вытеснение перемещаемой жидкости из винтового зазора между нарезками в нагнетательный трубопровод. Малые ведомые винты расположены с двух сторон от ведущего. Производительность винтовых насосов увеличивается с увеличением частоты вращения винтов, глубины их нарезки и диаметра винтов.

Специфическим насосом – *монтежю* – перекачивают агрессивные и сильно загрязненные жидкости с помощью сжатого воздуха или инертного газа. Основным элементом монтежю – емкость, в которую с помощью разрежения от постороннего вакуум-насоса перекачиваемая жидкость сначала всасывается, а затем выдавливается сжатым воздухом, также поступающим от постороннего компрессора. Таким образом, агрессивная жидкость контактирует только с внутренней поверхностью емкости, которую относительно легко покрыть стойким составом, например эмалью.

Такой способ перемещения жидкостей отличает отсутствие движущихся частей и относительная легкость очистки внутренней поверхности основной емкости. К недостаткам монтежю следует отнести высокие энергетические затраты на создание вакуума и сжатие воздуха (коэффициент полезного действия монтежю обычно составляет 0,1–0,25), относительную громоздкость оборудования и повышенную металлоемкость.

1.20.2. ДИНАМИЧЕСКИЕ НАСОСЫ

Наиболее распространенными динамическими насосами являются центробежные, в которых избыточное давление (напор) создается за счет вращения жидкости. Основным рабочим органом *центробежного насоса* (рис. 1.70) – быстро вращающееся в неподвижном корпусе 1 колесо 2. Колесо имеет внутренний объем, ограниченный двумя дисками 2 и разделенный лопастями 3 на несколько криволинейных каналов для перемещения жидкости внутри полого колеса. Кроме того, лопасти (лопатки) связывают оба диска в единое колесо.

При вращении колеса заполняющая его внутренний объем жидкость под воздействием лопаток также совершает вращательное движение вместе с колесом. На 1 м³ вращающейся жидкости в направлении вдоль радиуса колеса действует центробежная сила

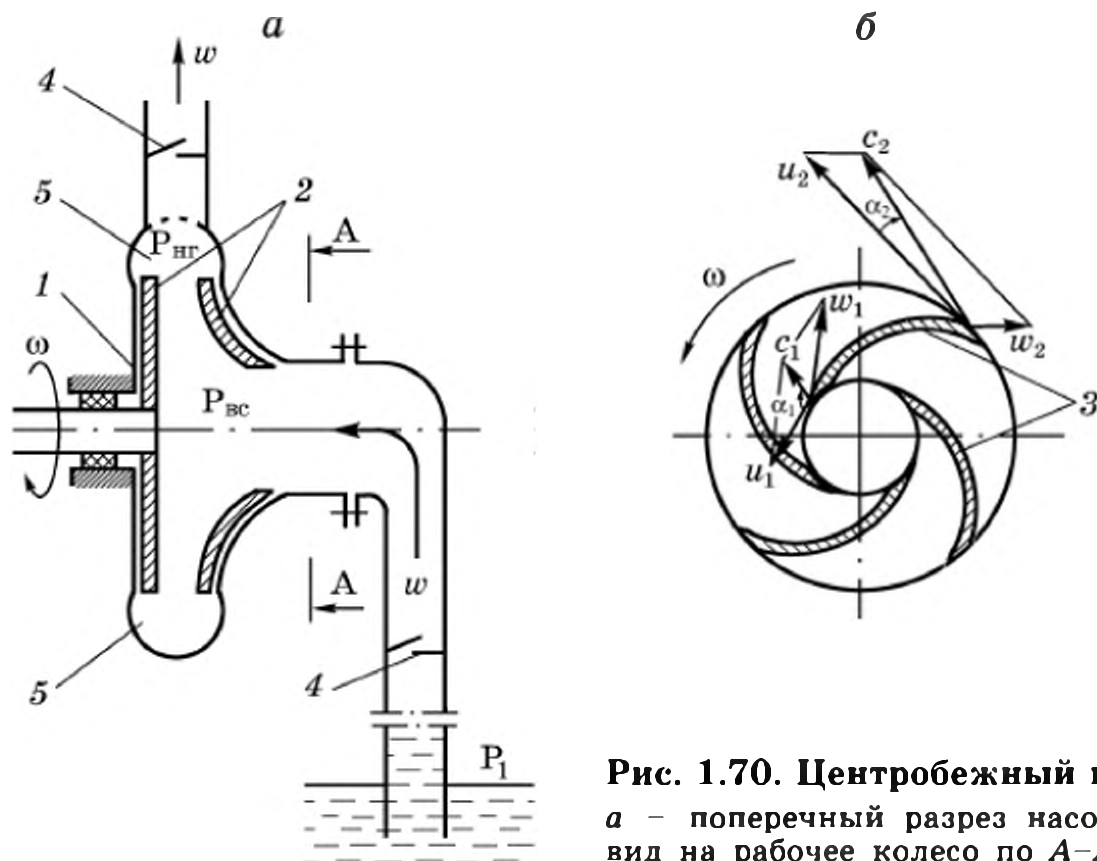


Рис. 1.70. Центробежный насос:

а – поперечный разрез насоса; *б* – вид на рабочее колесо по А–А и параллелограмм скоростей

1 – корпус; 2 – колесо; 3 – направляющие лопатки; 4 – клапаны; 5 – напорный коллектор

инерции $\rho u^2/r$ (Н/м³), где u – окружная линейная скорость жидкости (м/с); r – радиус кривизны (м) траектории движущейся вместе с колесом жидкости. Действие центробежной силы приводит к тому, что жидкость перемещается внутри колеса по направлению от оси колеса к его периферии, создавая тем самым разрежение в центральной части внутреннего объема колеса и одновременно – избыточное давление (напор) в периферийной части корпуса насоса, куда жидкость сходит с периферии вращающегося колеса. Разрежение в центральной части колеса приводит к всасыванию в эту центральную часть новых порций жидкости, а избыточное давление в периферийном кольцевом объеме и составляет основную объемную энергию, которую сообщает жидкости центробежный насос.

Внутри колеса жидкость совершает сложное движение, складывающееся из перемещения вдоль канала переменного сечения между соседними лопатками со скоростью w и вращательного движения с окружной линейной скоростью u вместе с колесом. Векторы этих скоростей и их результирующие скорости c показаны на рис. 1.70, *б*, из которого следует, что на выходе с периферии колеса суммарная скорость c_2 зависит в основном от окружной скорости обода колеса u_2 , значение которой пропорцио-

нально угловой скорости ω (рад/с) колеса. Следовательно, можно заключить, что статический напор нагнетания в периферийной зоне корпуса насоса, где тормозится сходящая с быстро вращающегося колеса жидкость, пропорционален квадрату ее результирующей скорости: $H_{\text{нг}} \sim c_2^2/2g \sim u_2^2/2g$. Более точный вывод (здесь не приводится) дает следующее соотношение для высоты нагнетания:

$$H_{\text{нг}} = u_2 c_2 \cos \alpha_2 / g. \quad (1.131)$$

Поскольку всасывание жидкости в центральную часть колеса, как и при работе объемных насосов, происходит за счет разности статических давлений $P_1 - P_{\text{вс}}$, то и для центробежных насосов высота всасывания может определяться по соотношению (1.126) с тем же физическим ограничением $H_{\text{вс}} < P_1/(\rho g)$.

Мощность, сообщаемая насосом проходящей через него жидкости, вновь определяется по общим соотношениям (1.45) и (1.46).

Быстроходные центробежные насосы в качестве силового привода имеют электродвигатели, поэтому практически важны зависимости основных параметров работы насоса от числа оборотов n его рабочего колеса.

Объемная производительность V_c , м³/с, насоса пропорциональна скорости движения жидкости на выходе с периферии колеса, которая, в свою очередь, пропорциональна окружной линейной скорости колеса u и, следовательно, числу его оборотов: $V_c \sim n$. Поскольку каждая из скоростей u_2 и c_2 пропорциональна n , то, согласно соотношению (1.131), развиваемый центробежным насосом напор пропорционален квадрату числа оборотов рабочего колеса $H \sim n^2$, а мощность, зависящая от произведения значений производительности и напора, пропорциональна третьей степени числа оборотов $N \sim n^3$. Таким образом, изменяя число оборотов рабочего колеса с n_1 на n_2 , следует иметь в виду, что расход изменится в n_2/n_1 раз, развиваемый напор в $(n_2/n_1)^2$ раз и потребляемая насосом мощность в $(n_2/n_1)^3$ раз.

Приведенные соотношения пропорциональности показывают, что наибольших значений основных параметров работы центробежных насосов можно добиться простым увеличением числа оборотов рабочего колеса. Однако чрезмерному увеличению числа оборотов препятствует явление *кавитации*.

Физическая сущность этого специфического явления состоит в том, что при перемещении в жидкости любой твердой поверхности не очень хорошо обтекаемой формы на лобовой части тела создается избыточное давление, а на противоположной, тыльной стороне, наоборот, – возникает разрежение. В центробежных насосах такими твердыми телами являются периферийные кромки

лопаток рабочего колеса, которые имеют максимальные окружные (u) скорости и контактируют с жидкостью в кольцевом коллекторе (см. рис. 1.70), где жидкость резко затормаживается после схода ее с вращающегося колеса.

Следовательно, с увеличением числа оборотов на лобовой стороне кромки лопатки и за кромкой создается все большая и большая разность давлений, причем расстояние между этими зонами с существенно разными давлениями соответствует толщине лопатки, т. е. 2–3 мм. В зоне разрежения из жидкости выделяется растворенный в ней воздух, образуя большое количество микроскопических пузырьков, которые создают водогазовую эмульсию малой плотности, что снижает эффективность работы центробежного насоса. Кроме того, в результате интенсивного перемешивания пузырьки могут попадать в близлежащую зону повышенного давления, где они мгновенно схлопываются. Это вызывает микроскопические гидравлические удары, которые разрушают твердые поверхности колеса.

В центробежных насосах явление кавитации может наблюдаться и по причине слишком значительного разрежения во всасывающей патрубке и образования там вследствие этого пузырьков воздуха. Попадая в зоны повышенного давления, схлопывающиеся пузырьки также могут разрушать поверхность колеса. Для уменьшения этого эффекта стараются по возможности уменьшать высоту всасывания, устанавливая центробежные насосы как можно ближе к уровню резервуара, из которого транспортируется жидкость.

Связь между основными параметрами работы центробежных насосов (т. е. зависимость развиваемого насосом общего напора ($H = H_{\text{нг}} + H_{\text{вс}}$), потребляемой мощности N и коэффициента полезного действия η при передаче затраченной мощности потоку от величины расхода жидкости V_c) обычно устанавливается опытным путем, она указана в паспортных данных конкретного вида насоса.

На рис. 1.71 представлены графики типичных *характеристик центробежного насоса*. Сплошные линии – это характеристики насоса $H(V_c)$, $N(V_c)$ и $\eta(V_c)$.

Следует обратить внимание на принципиально разные виды напорных характеристик $H(V_c)$ центробежного и объемного (см. рис. 1.64) насосов. Это различие приводит к разным подходам при выборе насоса, работающего на гидравлическую сеть. Действительно, при работе объемного насоса на гидравлические сети с разными сопротивлениями такой насос обеспечивает необходимый расход, если только значение напора, требуемое для создания заданного расхода, не превышает, как правило, значений

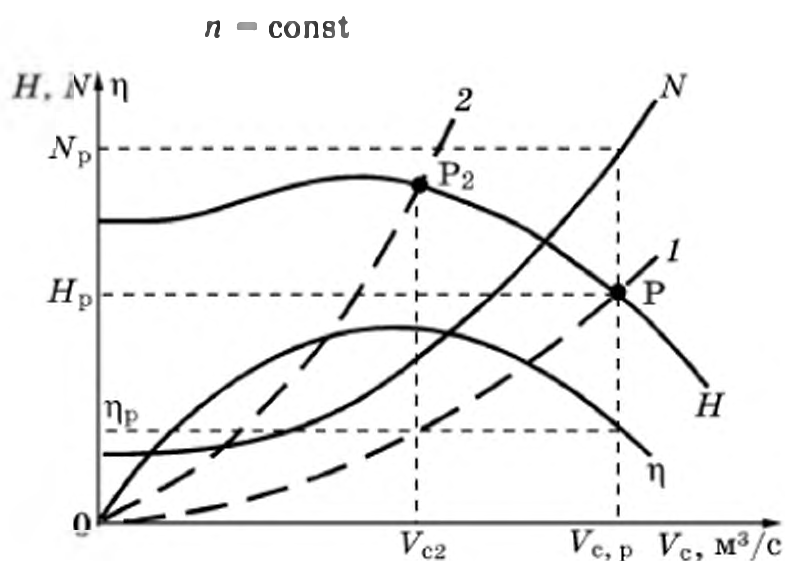


Рис. 1.71. Характеристики центробежного насоса (сплошные линии) и гидравлической сети (пунктирные линии 1 и 2): Р – рабочая точка

H порядка 10^3 м, на которые обычно рассчитаны мощности электродвигателей и прочность конструкций объемных насосов.

При работе на гидравлические сети с разными сопротивлениями (пунктирные кривые 1 и 2 на рис. 1.71) центробежный насос со своей вначале близкой к горизонтальной, а затем убывающей напорной характеристикой $H(V_c)$ обеспечивает существенно разные расходы $V_{c,p}$ и V_{c2} . Чем больше сопротивление гидравлической сети, круче ее гидравлическая характеристика, тем меньший расход $V_{c2} < V_{c,p}$ через такую сеть обеспечивает конкретный центробежный насос. Это обстоятельство несколько осложняет подбор необходимого центробежного насоса, который может обеспечить заданное значение расхода через гидравлическую сеть с известной характеристикой. Напорные характеристики насосов сравнивают (начиная с насосов малой производительности) с характеристикой гидравлической сети. Выбирают такой насос, у которого напорная характеристика дает точку пересечения с характеристикой сети (рабочую точку Р) при значении расхода, равного заданному или несколько больше. По абсциссе рабочей точки находят значения потребляемой мощности N_p и КПД η_p .

Рассмотрим достоинства и недостатки центробежных насосов по сравнению с насосами объемными. Центробежные насосы более компактны, быстроходны, дешевле в изготовлении и в эксплуатации; они обеспечивают большие объемные расходы на единицу объема конструкции самого насоса; лучше приспособлены для перекачивания агрессивных и загрязненных жидкостей, создают равномерный во времени расход жидкости, что не требует установки под эти насосы массивных фундаментов.

Недостатки центробежных насосов по отношению к объемным состоят в более низком (на 10 – 15 %) значении КПД, т. е. потребляемая ими мощность на перекачку оказывается большей; у центробежных насосов развиваемый напор ниже (обычно 60 – 80 м); значение объемного расхода при работе на гидравлические сети зависит от сопротивления этих сетей; центробежные насосы перед

Рис. 1.72. Осевой (пропеллерный) насос:

1 – вал рабочего колеса; 2 – винтовые лопасти; 3 – неподвижные направляющие лопатки

их запуском необходимо предварительно заливать жидкостью, так как они способны создавать разрежение и всасывать жидкость только в том случае, если внутри вращающегося колеса имеется среда достаточной плотности, которая будет отбрасываться к периферии и тем самым создавать разрежение в центральной части вращающегося колеса насоса.

Осевые (пропеллерные) насосы (рис. 1.72) предназначены для перемещения больших объемов жидкостей при относительно невысоких напорах (до 20 м). Вращающийся рабочий вал 1 насоса снабжен лопастями 2 винтового профиля, которые перемещают жидкость вдоль вала и одновременно сообщают ей некоторое вращательное движение. Вращение жидкости вокруг оси вала преобразуется в дополнительное осевое движение неподвижными направляющими лопатками 3, имеющими по сравнению с вращающимися лопастями 2 обратную закрутку.

Осевые насосы просты в изготовлении, так как не имеют трущихся частей, требующих высокой степени механической обработки; значительные зазоры между вращающимися и неподвижными элементами насоса позволяют использовать осевые насосы для перекачки загрязненных жидкостей и суспензий.

Струйные насосы (рис. 1.73) используются для всасывания (эжекторы) и для нагнетания (инжекторы) жидкостей на относительно небольшие высоты. Принцип действия струйных насосов основан на уравнении Бернулли (1.32), согласно которому в сужающейся части трубопровода статическое давление в потоке уменьшается. Следовательно, в сужающейся насадке 1, в который подается так называемый рабочий поток жидкости или пара, статическое давление уменьшается. За счет этого разрежения в камере смешения 2 снизу всасывается жидкость II, которая в смеси с рабочим веществом I поступает сначала

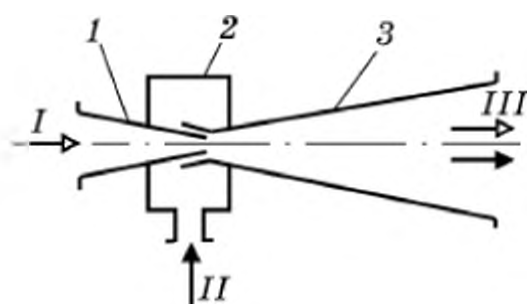
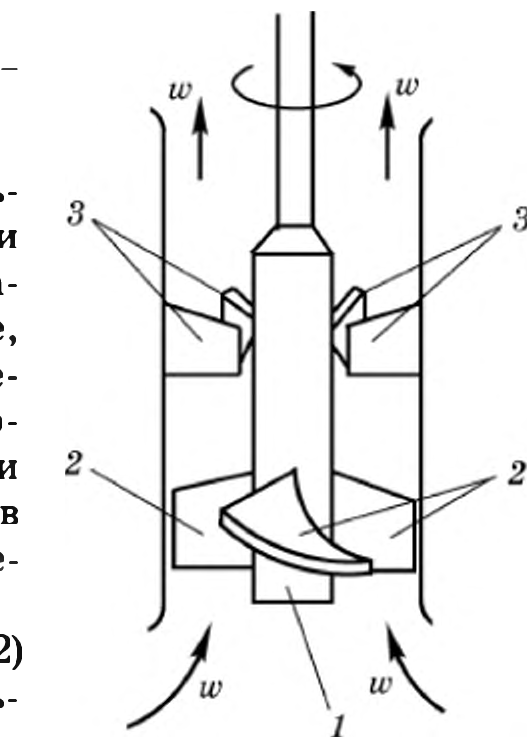


Рис. 1.73. Струйный насос:

1 – сопло; 2 – камера смешения; 3 – диффузор; I – рабочий поток; II – перекачиваемая жидкость; III – смесь

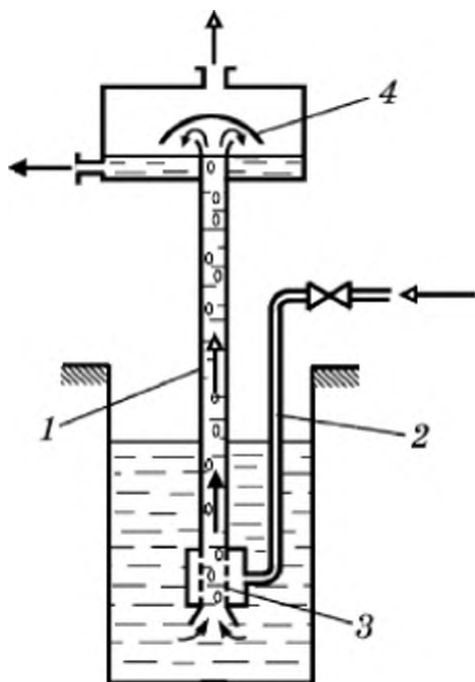


Рис. 1.74. Воздушный подъемник (эрлифт):
 1 – транспортная (подъемная труба); 2 – линия подачи воздуха; 3 – диспергатор воздуха; 4 – отбойник

в наиболее узкую часть канала 3, а затем – в расширяющийся патрубок (диффузор), где кинетическая энергия смеси преобразуется в избыточное статическое давление, позволяющее нагнетать (поднимать) транспортируемую жидкость в смеси с рабочей (*III*) на высоту до 10 м и более.

Преимущества струйных насосов – простота устройства, отсутствие движущихся частей и, следовательно, надежность при эксплуатации. Основные недостатки – низкий коэффициент полезного использования потенциальной энергии рабочего потока (обычно не выше 25 %) и низкие напоры. Кроме того, струйные насосы можно применять только в случаях, когда допустимо смешение перекачиваемой жидкости с веществом рабочего потока.

Воздушные подъемники (эрлифты) (рис. 1.74) состоят из вертикальной, подъемной трубы 1, в нижнюю часть которой по линии 2 подается воздух (при необходимости – иной газ). В диспергаторе 3 поток воздуха дробится на отдельные пузырьки, которые, всплывая под действием архимедовой подъемной силы, увлекают за собой жидкость. В отбойнике 4 перекачиваемая жидкость отделяется от транспортирующего газа.

К достоинствам эрлифтов следует отнести простоту устройства, отсутствие движущихся частей и возможность перемещения загрязненных жидкостей. Однако КПД таких установок не превышает 20 %; кроме того, воздушные подъемники не могут создавать значительные избыточные напоры.

1.21. СЖАТИЕ ГАЗОВ

Сжатые газы широко используются в химической промышленности в самых разнообразных целях: для проведения химических реакций и физико-химических процессов при высоких давлениях, для транспортирования газов и т. п. Некоторые процессы требуют, наоборот, создания в газовых средах давлений ниже атмосферного.

Устройства для сжатия (компрессии) газов и паров до давлений выше атмосферного называют *компрессорами*, *газодувками* и

вентиляторами в зависимости от развиваемого ими избыточного давления (от 0,3 МПа и выше, от 0,11 до 0,3 МПа и до 0,15 МПа соответственно). Устройства для создания разрежения, т. е. всасывающие газ под давлением ниже атмосферного, сжимающие его до давления чуть больше атмосферного и выбрасывающие в атмосферу, называют *вакуум-насосами* (слово “насос” здесь традиционное и не имеет отношения к перемещению капельных жидкостей).

Сжатие газов может производиться в компрессорах объемного и центробежного типов, принципы действия которых аналогичны принципам действия объемных и центробежных насосов. Процесс сжатия газов имеет, однако, и существенное отличие от процесса повышения давления капельных жидкостей в насосах. Оно связано с тем, что газы и пары обладают свойством значительно уменьшать свой объем по мере повышения давления, тогда как у капельных жидкостей сжимаемость настолько мала, что в расчетах их удельный объем обычно считается постоянным.

В *объемных компрессорах* давление повышается вследствие принудительного уменьшения объема газа в рабочем цилиндре при возвратно-поступательном движении поршня; уменьшение объема газа может достигаться и другими способами (см. ниже *пластинчатые компрессоры*). В *центробежных компрессорах* давление газов увеличивается в результате действия на вращающийся газ центробежной силы инерции.

При любом способе сжатия газов должна производиться внешняя работа против силы повышающегося давления газа, т. е. процесс сжатия требует затрат энергии.

Из курсов общей физики и технической термодинамики известно, что величина необходимой работы сжатия зависит от способа проведения этого процесса. Существуют два предельно возможных способа сжатия: адиабатический и изотермический. При *адиабатическом сжатии* полагается, что теплота, выделяющаяся в процессе совершения внешней работы над сжимаемым газом, не отводится в окружающую среду, и поэтому наряду с повышением давления происходит повышение температуры газа. Если помимо отсутствия внешнего теплообмена сжимаемого газа процесс сжатия является еще и обратимым, т. е. внутреннее выделение теплоты вследствие необратимых процессов трения отсутствует, то адиабатическое сжатие одновременно является и изэнтропическим, т. е. происходящим при постоянной энтропии ($S = \text{const}$).

Работа адиабатического сжатия определяется степенью сжатия (P_2/P_1) и показателем адиабаты $k = c_p/c_v$:

$$L_{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} P_1 V_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \quad (1.132)$$

где P_1 и P_2 – давление газа до и после сжатия; V_1 – начальный объем газа; c_p и c_v – теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме; значение $k = 1,42$ для воздуха.

Противоположный адиабатическому предельный вариант *изотермического сжатия* ($T = \text{const}$) означает, что теплота, выделяющаяся при сжатии газа, успевает полностью от него отводиться в окружающую среду (такой средой служит, как правило, охлаждающая компрессор вода).

Работа изотермического сжатия также зависит от степени сжатия газа, но в отличие от $L_{\text{ад}}$ не зависит от природы газа:

$$L_{\text{из}} = P_1 V_1 \ln(P_2/P_1) = RT_1 \ln(P_2/P_1), \quad (1.133)$$

где R – универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль · К); T – абсолютное значение температуры процесса, К.

Сравнение величин $L_{\text{ад}}$ и $L_{\text{из}}$ показывает, что при одинаковой степени сжатия работа изотермического сжатия всегда меньше, чем при сжатии адиабатическом. Превышение $L_{\text{ад}}$ над $L_{\text{из}}$ объясняется дополнительной работой, затрачиваемой в адиабатическом процессе на сжатие нагревающегося и стремящегося вследствие этого увеличить свой объем газа. Так, например, при сжатии воздуха в 10 раз ($P_2/P_1 = 10$) отношение работ в этих предельных случаях равно $L_{\text{ад}}/L_{\text{из}} = 1,41$, а температура газа при его адиабатическом сжатии повышается от 20 до 300 °С.

На практике всегда стремятся к реализации процесса сжатия, как можно более приближающегося к изотермическому. Однако осуществить это в реальных условиях затруднительно, поскольку при быстром сжатии (возрастание скорости сжатия увеличивает производительность компрессора) соответственно быстро выделяется и теплота сжатия и ее становится трудно с такой же скоростью отвести от объема газа (см. гл. 3). Поэтому даже максимально возможный теплоотвод с помощью охлаждающей воды лишь в некоторой степени приближает процесс сжатия к изотермическому. Дополнительно охлаждение предотвращает повышение температуры газов или паров, нежелательное как для некоторых паров и газов, так и с учетом условий прочности конструкции компрессора, материала уплотнений, смазки и пр.

На практике обычно реализуется некоторый промежуточный процесс сжатия – *политропный*, при котором значительная часть выделяющейся теплоты отводится, а неотведенная доля теплоты несколько повышает температуру сжатого газа. Работа, затрачиваемая на политропное сжатие, определяется из термодинамической формулы адиабатического сжатия (1.132), но с заменой показателя адиабаты k на показатель политропы m , значение которого зависит главным образом от доли отводимой теплоты и определяется для каждого конкретного условия сжатия экспериментально. Для обычно реализуемых на практике условий сжатия воздуха эксперименты дают значение $m \approx 1,25$.

Сравнение возможных способов сжатия представлено в координатах P – V на рис. 1.75, а. Напомним, что работа сжатия в координатах давление – объем представляется заштрихованной площадью (на рис. 1.75, а заштрихована работа $L_{\text{из}}$). В других координатах T – S , удобных для анализа процессов с выделением теплоты, процессы сжатия показаны на рис. 1.75, б.

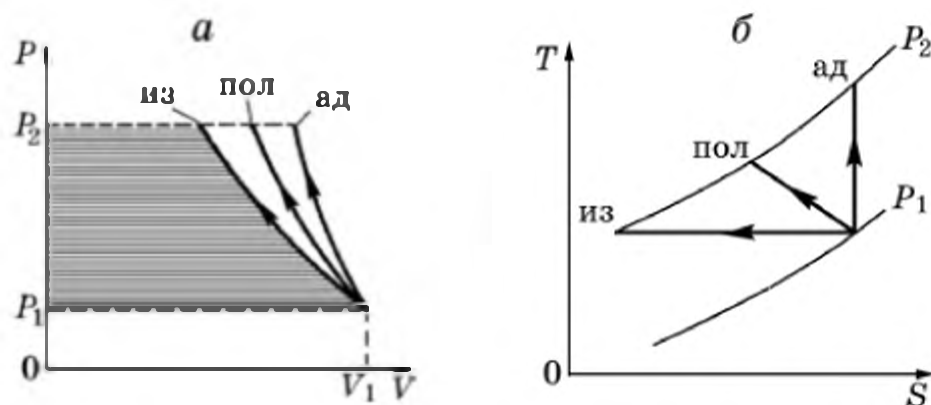


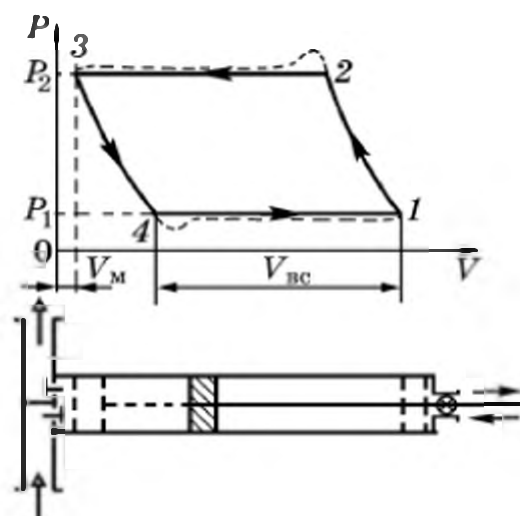
Рис. 1.75. Сравнение способов сжатия газов и паров:

a – в P – V координатах; *б* – в T – S координатах

Рассмотрим работу самого простого *поршневого компрессора*, имеющего один всасывающий и один нагнетательный клапан (рис. 1.76). Анализ удобнее начинать с предельного положения поршня в правой части цилиндра; на *индикаторной диаграмме* работы компрессора в P – V координатах положению поршня в крайнем правом конце цилиндра соответствует точка *1*; при этом объем рабочего цилиндра наполнен газом при низком уровне давления P_1 . Движение поршня влево сразу же приводит к некоторому повышению давления в цилиндре, достаточному, чтобы закрыть всасывающий (на рис. 1.76 – нижний) клапан. Последующее движение поршня влево сжимает газ (политропа *1–2* на индикаторной диаграмме) до давления P_2 , на которое с помощью пружины или другого элемента настроен нагнетательный клапан, открывающийся по достижении этого давления. Продолжающий движение влево поршень выталкивает сжатый до нужного давления P_2 газ в нагнетательный патрубок (линия *2–3*).

Поршень, однако, не может вытолкнуть из цилиндра весь сжатый газ, поскольку всегда имеется пусть и весьма малый (обычно несколько процентов от полезного объема цилиндра), но конечный так называемый *мертвый*, или *вредный*, объем (V_m), в котором остается сжатый до давления P_2 газ. Наличие такого нежелательного объема связано с тем, что невозможно настроить возвратно-поступательное движение поршня таким образом, чтобы он без какого-либо зазора подходил к торцевой стенке цилиндра, тем более что для перемещения дисков клапанов необходимо некоторое пространство.

Рис. 1.76. Индикаторная диаграмма работы поршневого компрессора



Наличие мертвого объема V_m нежелательно не только потому, что не весь сжатый газ будет вытолкнут через нагнетательный клапан, но еще и потому, что оставшийся в относительно небольшом мертвом объеме сжатый газ не позволит начаться процессу всасывания новой порции газа внутрь цилиндра сразу же после начала движения поршня вправо прежде, чем этот оставшийся в V_m газ расширится до давления P_1 . При этом расширение газа происходит с обоими закрытыми клапанами по политропе 3–4. Реально газ, оставшийся в мертвом объеме, должен расширяться до давления несколько меньшего P_1 , чтобы смог открыться всасывающий клапан. Поршень при этом должен пройти вправо на расстояние, соответствующее объему внутри цилиндра, во столько раз превышающему V_m , во сколько раз давление P_2 больше P_1 . Следовательно, полезный объем засасываемого в цилиндр свежего воздуха оказывается меньше полного объема цилиндра на величину $V_m(P_2/P_1)$. Процесс всасывания при открытом всасывающем клапане происходит по линии 4–1, после чего последовательность операций повторяется с другими порциями газа.

На рис. 1.76 изображена идеализированная индикаторная диаграмма работы компрессора. Реальная диаграмма (пунктирные линии) отличается от идеальной вследствие влияния инерционных свойств клапанов, которые не срабатывают мгновенно; кроме того, для их открытия и закрытия требуется некоторая конечная разность давлений по обе стороны клапана.

Таким образом, влияние вредного пространства V_m , инерционность в работе клапанов и некоторые другие причины приводят к тому, что реальная производительность компрессора V_c всегда меньше теоретической $V_{ц} f$ ($\text{м}^3/\text{с}$), что учитывается множителем λ_0 – так называемым *объемным КПД* компрессора:

$$V_c = \lambda_0 V_{ц} f, \quad (1.134)$$

где f – число ходов поршня в единицу времени, с^{-1} ; $V_{ц}$ – рабочий объем цилиндра, м^3 .

Величина $\lambda_0 < 1$ уменьшается по мере увеличения степени сжатия (P_2/P_1) и доли мертвого пространства по отношению к объему цилиндра под поршнем ($V_m/V_{ц}$).

Можно представить себе некоторую предельную степень сжатия газа, приблизительно равную отношению $V_{ц}/V_m$, при которой компрессор перестанет подавать сжатый газ в нагнетательный патрубок, а будет только сжимать его до величины объема мертвого пространства V_m при движении поршня влево, а при движении поршня вправо сжатый газ из мертвого пространства будет расширяться как раз до давления P_1 , после чего процессы сжатия и расширения одной и той же порции газа будут повторяться

при обоих закрытых клапанах. Такой предельный случай формально означал бы нулевое значение объемного КПД компрессора, т. е. $\lambda_0 = 0$, что, разумеется, непригодно для практической реализации. Поэтому на практике степень сжатия одноступенчатых компрессоров не превышает обычно значения $(P_2/P_1) \approx 5$, что при относительном объеме мертвого пространства, например, равном $V_m/V_c = 0,02$, обеспечивает в предельном изотермическом случае значение объемного КПД, равное $\lambda_0 \approx 1 - 5 \cdot 0,02 = 0,90$.

Относительно невысокая степень сжатия в одноступенчатых компрессорах дополнительно связана еще и с нежелательным повышением температуры газа при его политропном сжатии.

Для получения высоких степеней сжатия используют *многоступенчатые компрессоры*, в которых сжатый в первой ступени газ затем сжимается во второй ступени, в третьей и т. д. Очевидно, что итоговая степень сжатия в n ступенях компрессора при одинаковой степени сжатия (P_2/P_1) в каждой ступени составит величину $(P_2/P_1)^n$. Так, например, при $P_2/P_1 = 5$ и $n = 4$ финальная степень сжатия газа на выходе из четвертой ступени будет равна $5^4 = 625$.

Помимо возможности получения высоких степеней сжатия многоступенчатая компрессия обладает, по крайней мере, еще двумя существенными преимуществами по сравнению с одноступенчатым процессом. Во-первых, уменьшается вредное влияние мертвого пространства, так как в каждой ступени степень сжатия относительно невелика, и, во-вторых, помимо охлаждения цилиндров с помощью водяной рубашки можно организовать промежуточное охлаждение газа между ступенями, что заметно приближает многоступенчатое сжатие к предельному изотермическому и, следовательно, сокращает затраты энергии на компрессию.

На рис. 1.77 приведена блок-схема двухступенчатого сжатия газа, где каждая ступень представляет собой ступень двойного действия, т. е. имеет по два всасывающих и по два нагнетательных клапана с обеих сторон поршня, и, таким образом, при каждом ходе поршня с

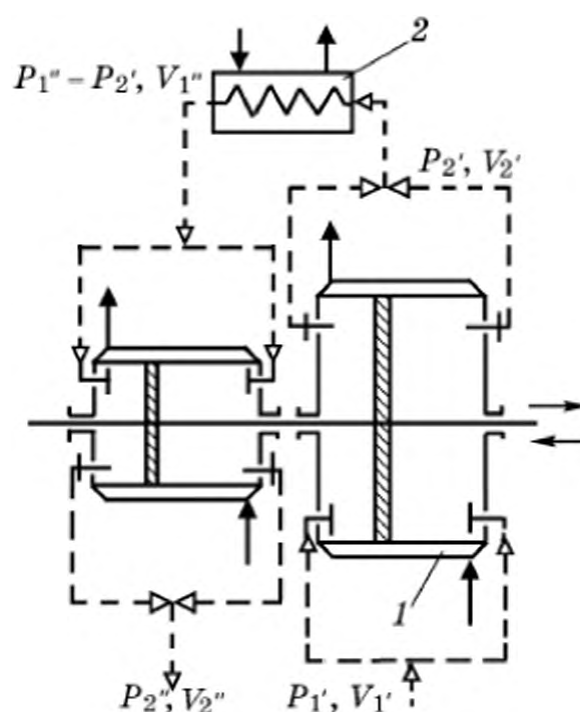


Рис. 1.77. Схема двухступенчатого компрессора:

1 – рубашка охлаждения воздуха в первой ступени сжатия; 2 – промежуточный водяной холодильник для сжатого в первой ступени газа

Пунктирные линии – сжимаемый газ; сплошные – охлаждающая вода

одной стороны происходит выталкивание сжатого газа, а с другой – всасывание свежей порции.

На индикаторной диаграмме (рис. 1.78) отрезок $2'-1''$ соответствует изобарическому охлаждению сжатого (линия $1'-2'$) в первой ступени газа в промежуточном холодильнике 2 (см. рис. 1.77), сопровождающемуся уменьшением объема газа от V_2 до $V_{1''}$. Заштрихованная на рис. 1.78 площадь показывает выигрыш в работе двухступенчатого политропного сжатия по сравнению с политропным сжатием в одной ступени до того же уровня давления $P_{2''}$.

Кроме поршневых используются еще и *объемные роторные компрессоры*. На рис. 1.79 представлена схема *пластинчатого компрессора*, основной частью которого является вращающийся ротор с продольными, приблизительно радиальными прорезями, в которых могут свободно перемещаться пластины. При вращении ротора пластины под действием центробежной силы инерции своим наружным торцом плотно прижимаются к эксцентрической полированной внутренней поверхности ротора, образуя герметичные секторные пространства. Всасывающий патрубок расположен таким образом, что поступающим на сжатие газом заполняются секторы наибольшего объема, а по мере поворота ротора объем секторов уменьшается и газ в них сжимается. Выход газа предусмотрен там, где объем секторов между соседними пластинами, ротором и корпусом наименьший и, следовательно, давление газа наибольшее.

Быстроходный компактный пластинчатый компрессор требует, однако, высокой степени механической обработки внутренней цилиндрической поверхности корпуса. Следует отметить, что аналогичен по принципу действия и по конструктивному оформлению *вакуумный насос*, в прорезях которого дополнительно устанавливаются пружины, усиливающие поджим пластин к внутренней поверхности корпуса.

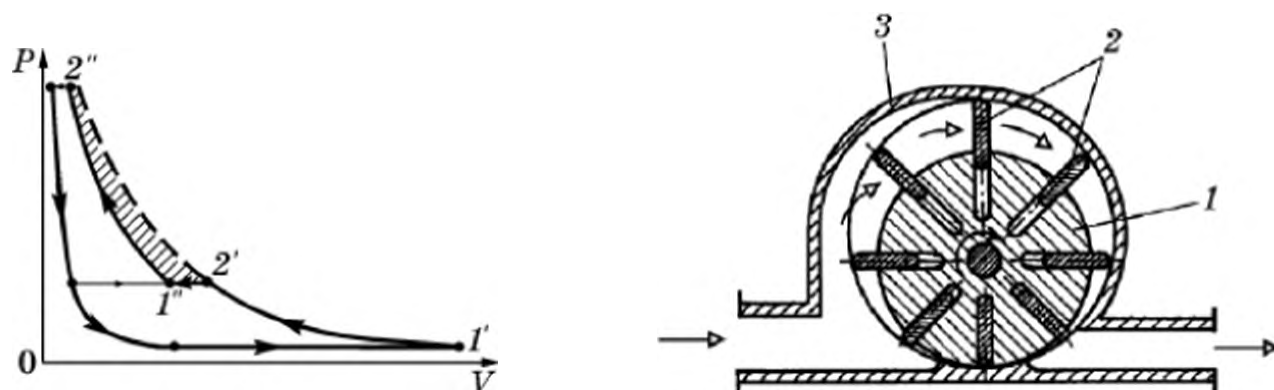


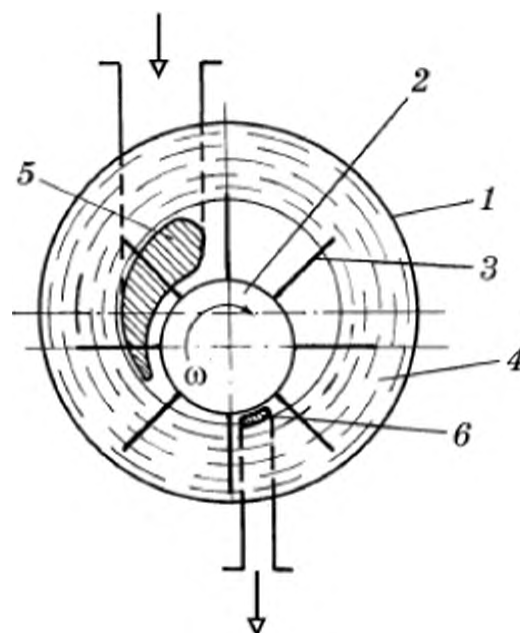
Рис. 1.78. Индикаторная схема двухступенчатого сжатия

Рис. 1.79. Роторный пластинчатый компрессор:

1 – ротор; 2 – подвижные пластины; 3 – корпус

Рис. 1.80. Роторный водокольцевой компрессор:

1 – корпус; 2 – ротор; 3 – радиальные пластины; 4 – кольцо жидкости; 5 и 6 – всасывающее и нагнетательное отверстия



Аналогичен принцип действия водокольцевого роторного пластинчатого компрессора (рис. 1.80). Пластины 3 здесь прикреплены к ротору неподвижно, а их концы погружены в эксцентричное ротору водяное кольцо 4, которое образуется за счет центробежной силы, действующей на жидкость, приводимую во вращение концами лопастей. Как и в предыдущем типе компрессора, через всасывающий патрубок 5 газ входит в расширяющиеся секторы между пластинами, ротором и внутренней поверхностью жидкого кольца. Затем, после уменьшения объема секторов и сжатия в них газа, сжатый газ выводится через нагнетательный патрубок 6.

Водокольцевой компрессор обеспечивает повышенную производительность, он намного проще пластинчатого, но увлажняет сжимаемый газ и не позволяет сжимать горячие газы ввиду повышенного испарения воды.

Динамические устройства для сжатия и транспортирования газов и паров, обеспечивающие большие расходы по сравнению с объемными компрессорами, бывают трех разновидностей: *центробежные, осевые и струйные*. В зависимости от развиваемого избыточного давления принято использовать следующую терминологию: *турбокомпрессоры* (до 2,5 МПа), *турбогазодувки* (до 0,03 МПа) и *центробежные вентиляторы* высокого (до 0,01 МПа), среднего (до 0,003 МПа) и низкого (до 0,001 МПа) давления.

Принцип действия центробежных вентиляторов (газодувок) и их конструкции мало отличаются от центробежных насосов (рис. 1.81). Входящий через центральный патрубок 6 газ вовлекается во вращательное движение лопатками 2 внутри рабочего колеса. Центробежная сила инерции отбрасывает газ к периферии, где он приобретает значительную тангенциальную и радиальную скорости. При торможении газа в кольцевом коллекторе 4 его кинетическая энергия превращается в избыточное давление. Сжатый газ покидает корпус 1 газодувки через тангенциальный нагнетательный патрубок 5. Лопатки 3 направляющего аппарата позволяют более плавно затормаживать газ при сходе его с периферии рабочего колеса.

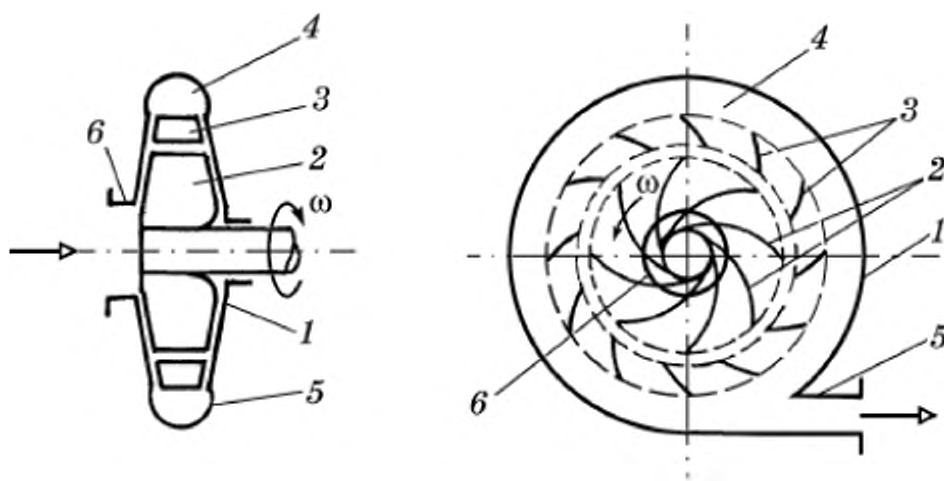


Рис. 1.81. Центробежный вентилятор (газодувка):

1 – корпус; 2 – лопатки рабочего колеса; 3 – лопатки направляющего аппарата; 4 – кольцевой коллектор; 5 и 6 – нагнетательный и всасывающий патрубки

Отличие работы центробежного компрессора (газодувки или вентилятора) от центробежного насоса состоит лишь в значительном уменьшении объема сжимаемого газа; кроме того, газы имеют плотность на 2–3 порядка меньшую, чем капельные жидкости, поэтому для создания сжимающей центробежной силы число оборотов рабочего колеса центробежного компрессора должно быть достаточным для получения необходимого избыточного давления.

Центробежный вентилятор отличается от *турбокомпрессора* и от *турбогазодувки* отсутствием направляющего аппарата, более широкой проточной частью и меньшим числом оборотов колеса. Турбокомпрессоры состоят из нескольких последовательно соединенных элементов (рис. 1.82), проходя через которые сжимаемый газ из нагнетательного патрубка предыдущей ступени поступает во

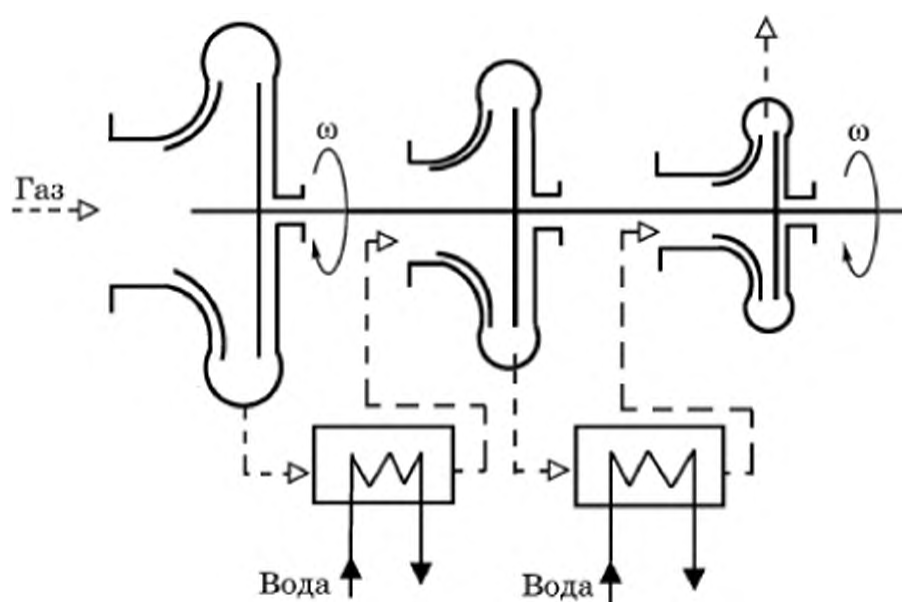


Рис. 1. 82. Схема трехступенчатого центробежного компрессора с двумя промежуточными холодильниками

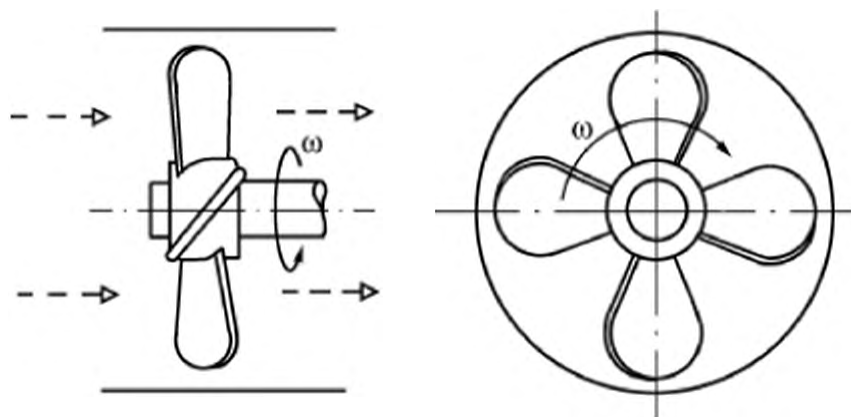


Рис. 1.83. Осевой (пропеллерный) вентилятор

всасывающий патрубок последующей ступени. При этом объем проточной части ступеней и, следовательно, диаметры их колес и корпусов уменьшаются по мере сжатия газа и уменьшения его удельного объема. При сжатии газов до высокого давления между ступенями сжатия устанавливаются холодильники, в которых вода отбирает от газа получаемую им при сжатии теплоту.

Осевые вентиляторы также похожи на осевые насосы и представляют собой относительно несложные устройства (рис. 1.83), в которых на оси вращаются лопасти, изогнутые в форме широких пропеллеров. Лопасти создают некоторое избыточное давление и перемещают газ вдоль оси вращения. Осевые вентиляторы предназначены для перемещения больших расходов газов, но они не создают значительных давлений и поэтому их используют при работе на гидравлические сети с малым сопротивлением.

Осевые компрессоры представляют собой по существу 10–20 колес осевого вентилятора, посаженных на один вал. Между рядами лопастей располагаются ряды неподвижных направляющих лопаток. В таком компрессоре не предусматривается промежуточное охлаждение.

В заключение обзора устройств для создания избыточного давления в текучих средах отметим, что их *последовательное соединение* дает возможность получать суммарное избыточное давление. Однако при работе последовательных вентиляторов на гидравлическую сеть, особенно с высоким сопротивлением, удвоение избыточного давления не означает удвоения расхода (рис. 1.84), т. е. $V_{c, p2} < 2V_{c, p1}$.

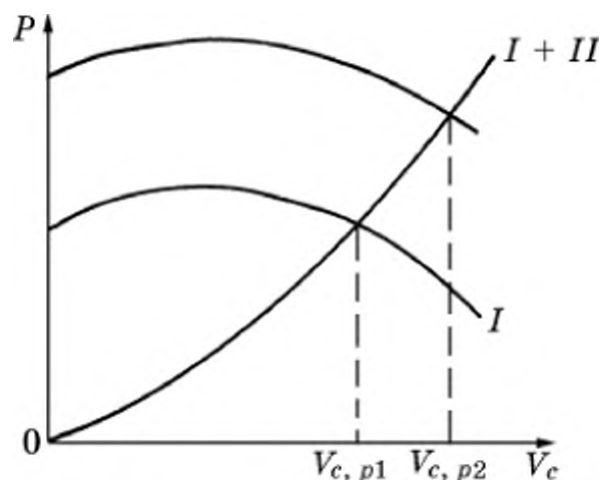


Рис. 1.84. Работа на гидравлическую сеть двух последовательно включенных вентиляторов

Параллельное соединение генераторов напора увеличивает производительность при неизменном избыточном давлении, но также менее чем в два раза.

Вопросы для самопроверки

1. Каково физическое содержание закона сохранения количества движения (1.1)?
2. В чем смысл закона гидростатики в общей дифференциальной (1.6) и в интегральной (1.10) формах?
3. Что вызывает силу вязкого трения в движущейся жидкости?
4. Объясните различие между ламинарным и турбулентным режимами течения вязкой жидкости.
5. Каково физическое содержание закона неразрывности потока в общей дифференциальной ((1.17) и (1.20)) и интегральной ((1.21) и (1.22)) формах?
6. Поясните природу сил, действующих на элемент движущейся вязкой жидкости (см. уравнение Навье – Стокса (1.30)).
7. Каков физический смысл уравнения Бернулли (1.32)?
8. Объясните принцип действия и устройство скоростной трубки.
9. Как изменяется структура турбулентного потока вблизи твердой поверхности?
10. Каков физический смысл уравнения Бернулли (1.37)–(1.37в) для вязкой жидкости?
11. Объясните принцип действия и устройство дроссельного расходомера.
12. Из каких слагаемых состоит общая удельная энергия потока?
13. Каковы необратимые потери энергии потока вязкой жидкости?
14. Поясните физический смысл и структуру гидромеханических критериев подобия.
15. Приведите формулировки трех теорем подобия.
16. В чем смысл и каковы возможности метода анализа размерностей?
17. Как рассчитываются общие потери механической энергии при прохождении потока вязкой жидкости через кожухотрубчатый теплообменник?
18. Как определяется оптимальный диаметр трубопровода?
19. Какие силы определяют пленочное гравитационное течение вязкой жидкости?
20. Чем отличается течение жидкостей, подчиняющимся различным законам вязкого трения?
21. От каких параметров зависит мощность, расходуемая на перемешивание жидкостей?
22. В чем различие основных конструкций мешалок?
23. Каков смысл понятий плотности распределения и интегральной кривой распределения?

24. В чем различие предельных режимов идеального вытеснения и полного перемешивания?
25. Какие гидродинамические эффекты учитываются квазидиффузионной моделью продольного перемешивания?
26. Каков принцип действия и устройство объемных насосов?
27. От каких параметров зависят величины производительности, высоты всасывания и нагнетания объемных насосов?
28. Каковы разновидности объемных насосов?
29. Пояснить принцип действия и устройство центробежных насосов.
30. Как определяются производительность, высота нагнетания и характеристики центробежных насосов?
31. В чем различия в работе отдельных конструкций динамических насосов?
32. Как различные способы сжатия газов изображаются в координатах давление – объем?
33. Каким образом наличие мертвого объема влияет на степень сжатия поршневого компрессора?
34. Каковы различия в работе тех или иных видов объемных компрессоров?
35. Что такое рабочая точка при работе центробежного вентилятора (насоса) на гидравлическую сеть?

ГИДРОМЕХАНИЧЕСКОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ

Неоднородными (гетерогенными) обычно называют системы, состоящие из двух или большего числа фаз, имеющих поверхность (поверхности) раздела. Если иметь в виду систему, состоящую из двух фаз, то одна из них будет представлять собой дисперсную фазу, распределенную в другой, сплошной, или дисперсионной, фазе. Неоднородную систему из мелких твердых частиц и жидкости называют *суспензией*; систему из твердых частиц в газе – *газовзвесью (аэрозолем)*, пылью или дымом в зависимости от происхождения частиц дисперсной твердой фазы. Систему из мелких капелек жидкости, распределенных в другой жидкости, не растворяющейся в первой жидкости, называют *эмульсией*, а капли жидкости в газе – *туманом*. Устойчивая система многих пузырей газа в малом количестве жидкости представляет собой *пену*.

Происхождение неоднородных систем может быть различным. Так, суспензии могут образовываться в результате кристаллизации растворенных веществ из пересыщенных растворов (см. гл. 8), пыли – как следствие чрезмерного измельчения твердых материалов при их дроблении, дымы сопровождают процессы горения органических топлив (см. гл. 3), туманы возникают при конденсации насыщенных паров из смеси их с газом (см. гл. 10) и т. д.

В зависимости от размеров частиц твердой фазы гетерогенные системы можно условно разделить на грубые (размер частиц порядка 10^{-1} мм) и тонкие (с размерами частиц от 10^{-2} до 10^{-4} мм и менее). Пыли, дымы и туманы, образующиеся в химических производствах, обычно содержат дисперсные частицы размером несколько микрон и более. В большинстве случаев размеры дисперсных частиц в той или иной неоднородной системе неодинаковы (*полидисперсные системы*), а форма твердых частиц обычно не сферическая. Если дисперсной фазой является жидкость, то форма жидких капелек и в эмульсиях и в туманах обычно близка к сферической в результате действия на свободную поверхность жидкости силы поверхностного натяжения.

Гетерогенные системы часто могут быть механически неустойчивыми в том смысле, что дисперсная фаза имеет тенденцию к самопроизвольному увеличению размеров частиц – происходит

слияние (коалесценция) капель или газовых пузырей или слипание (коагуляция) твердых частиц.

Разделение неоднородных систем играет значительную роль в химической и смежных с нею отраслях промышленности при подготовке сырья и при выделении или очистке готовых продуктов, при очистке оборотной или сточной воды или потоков отходящих промышленных запыленных или дымовых газов, а также при выделении ценных мелкодисперсных компонентов, содержащихся в отходящих промышленных потоках.

Используемые в промышленности методы разделения неоднородных систем будем классифицировать по физической природе той силы, которая приводит к разделению фаз.

Разделение под действием силы тяжести, или гравитационное осаждение, практически происходит в таких условиях, когда частицы дисперсной фазы могут свободно перемещаться в дисперсионной сплошной среде. Если дисперсная фаза имеет большую плотность, чем плотность сплошной среды, то частицы под действием силы тяжести двигаются вниз, достигают дна аппарата и таким образом выделяются из сплошной газовой или жидкой фазы. В более редких для химической технологии случаях дисперсная фаза может оказаться легче сплошной (капли масла или жира в воде или газовые пузырьки в жидкости), тогда легкие капельки или пузырьки всплывают в жидкости, образуя верхний слой, который выводится из аппарата в качестве одной из разделяемых фаз.

Разделение под действием *разности статических давлений* по обе стороны от перфорированной (имеющей множество мелких отверстий) перегородки – фильтрование – используется для отделения твердых частиц от жидкой или газовой дисперсионной сред. Фильтрующая перегородка должна иметь такую систему отверстий, которая не пропускала бы частицы твердой фазы, но пропускала бы сплошную фазу. Таким образом, на фильтрующей перегородке остается слой твердой фазы, сплошная фаза оказывается по другую сторону перегородки.

Разделение с использованием *центробежной силы* инерции – центрифугирование и разделение в циклонах – происходит вследствие разности плотностей дисперсной и сплошной фаз. Внутри вращающегося кольца суспензии в центрифуге под действием центробежной силы более тяжелые частицы перемещаются в периферийную часть кольца и образуют там слой твердой фазы, а жидкость, освобожденная от дисперсной фазы, или образует внутренний слой во вращающемся кольце, или фильтруется через слой частиц и перфорированную перегородку на поверхности вращающегося барабана, также имеющего отверстия для прохождения осветленной жид-

кости. Выделение твердых частиц из потока газа под действием центробежной силы производится в циклонах.

Разделение газовой и мелкодисперсной твердой фаз может происходить под действием *силы электростатического притяжения* отрицательно заряженных частиц в постоянном внешнем электрическом поле. Электроочистка газов от частиц пыли и дыма производится в аппаратах, которые по традиции называют электрофильтрами несмотря на то, что фильтрации как таковой в них не происходит, а наблюдается процесс осаждения под действием электростатических сил.

Еще один метод улавливания твердых частиц из газовых потоков основан на действии *силы поверхностного натяжения*, в результате чего частицы из смачиваемого жидкостью (обычно водой) материала прилипают к поверхности этой жидкости. Такой способ называют мокрым улавливанием.

Выбор того или иного способа разделения неоднородных систем зависит от большого количества факторов: от размеров частиц дисперсной фазы, исходной концентрации дисперсного материала, физических свойств обеих фаз, требований к полноте разделения и т. п.

Последовательно рассмотрим перечисленные методы разделения.

2.1. ГРАВИТАЦИОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ

Осаждение под действием силы тяжести рассмотрим на примере функционирования основного конструктивного элемента – так называемой *пылеосадительной камеры* – пространства между двумя горизонтальными плоскими поверхностями, в котором проходит поток запыленного газа (рис. 2.1).

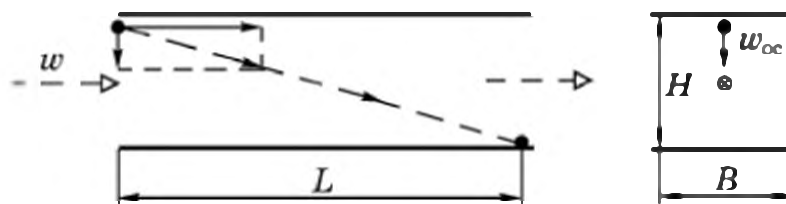
В наименее благоприятных с точки зрения осаждения условиях находятся частицы, входящие в камеру под верхней плоскостью, поскольку путь осаждения для них максимально большой (H) по сравнению с другими частицами. При анализе принимается, что малые частицы в горизонтальном направлении перемещаются со скоростью, равной скорости газа w .

Если предварительно принять скорость осаждения, равной постоянной величине w_{oc} , то результирующая скорость частицы будет направлена по линии, изображенной на рис. 2.1 пунктиром.

Чтобы частица, вошедшая в зазор под верхней плоскостью, успела в конце своего пути оказаться на нижней поверхности (полке), необходимо, чтобы время ее пребывания между полками $\tau_{пр} = L/w$ было не менее времени осаждения $\tau_{oc} = H/w_{oc}$:

$$L/w = H/w_{oc}. \quad (2.1)$$

Рис. 2.1. К расчету производительности пылеосадительной камеры



Скорость w можно выразить по уравнению (1.15) расхода газа $w = V_c / (BH)$, где V_c – объемный расход газа и BH – поперечное сечение для прохода газа; B – ширина прямоугольного канала. После подстановки w и сокращения высоты канала H получим простую расчетную формулу для определения объемной производительности пылеосадительной камеры:

$$V_c = w_{oc} S_{oc}, \quad (2.2)$$

где $S_{oc} = BL$ – площадь осаждения рассматриваемого канала.

Тот факт, что объемный расход газа V_c не зависит от высоты канала, объясняется следующим образом: время осаждения частицы пропорционально H , но одновременно и объемная производительность также пропорциональна величине H , и, следовательно, обе эти зависимости компенсируют друг друга.

Согласно формуле (2.2), производительность пылеосадительной камеры тем больше, чем выше скорость осаждения частиц твердой фазы. Величина w_{oc} зависит от сил, действующих на осаждающуюся частицу.

2.1.1. СКОРОСТЬ ОСАЖДЕНИЯ

Рассмотрим сферическую частицу, на которую действуют силы тяжести $G = (\pi/6)d^3\rho_\tau g$, подъемная сила Архимеда $A = (\pi/6)d^3\rho g$ и сила гидродинамического воздействия, которую оказывает на осаждающуюся частицу неподвижная в вертикальном направлении сплошная среда $R = \xi(\pi d^2/4)(\rho w_{oc}^2/2)$.

Уравнение движения частицы в вертикальном направлении представляет собой равенство произведения массы частицы $\rho_\tau d^3/6$ на ее ускорение $dw_{oc}/d\tau$ алгебраической сумме действующих на частицу сил – закон сохранения количества движения для частицы:

$$\frac{\pi d^3}{6} \rho_\tau \frac{dw_{oc}}{d\tau} = \frac{\pi d^3}{6} \rho_\tau g - \frac{\pi d^3}{6} \rho g - \frac{\pi d^2}{4} \xi \rho \frac{w_{oc}^2}{2}. \quad (2.3)$$

В общем случае уравнение движения (2.3) описывает ускоренное нисходящее движение (падение) частицы. Однако для достаточно мелких частиц (менее 0,1 мм) ускоренное движение вниз настолько быстро переходит в равномерное осаждение

практически с постоянной скоростью w_{oc} , что обычно предполагают начало равномерного осаждения с самого момента поступления частиц в пространство между полками. Это означает, что в левой части уравнения (2.3) ускорение частицы может быть принято равным нулю: $dw_{oc}/d\tau = 0$. Следовательно, дифференциальное уравнение (2.3) упрощается до алгебраического соотношения, которое обычно записывается в форме зависимости скорости осаждения частицы от влияющих на величину этой скорости параметров процесса:

$$w_{oc} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\rho_{\tau} - \rho}{\rho} \frac{gd}{\xi}}. \quad (2.4)$$

Соотношение (2.4), однако, может быть решено лишь методом последовательных приближений (итераций), поскольку коэффициент сопротивления частицы ξ – не постоянная величина, но, согласно опытным данным, является функцией числа Рейнольдса $Re = w_{oc}d/\nu$, в которое входит искомая величина скорости осаждения.

Если для мелких частиц скорость их осаждения достаточно мала, чтобы режим обтекания сферической частицы был ламинарным (по опытным данным для этого значение критерия Рейнольдса не должно превышать 0,2: $Re \leq 0,2$), то величина ξ оказывается обратно пропорциональной критерию Re : $\xi = 24/Re$. Подстановка этого выражения в формулу (2.4) приводит к известному соотношению для скорости ламинарного осаждения сферической частицы:

$$w_{oc} = \frac{gd^2(\rho_{\tau} - \rho)}{18 \mu}. \quad (2.5)$$

Использование формулы (2.5) должно сопровождаться проверкой условия ламинарного обтекания частицы. Если условие $Re \leq 0,2$ не выполняется, то полученное по соотношению (2.5) численное значение w_{oc} нельзя считать правильным.

Из соотношения (2.5) следует практически важный вывод о влиянии температуры дисперсионной фазы на величину скорости осаждения. Действительно, значение w_{oc} обратно пропорционально вязкости μ , поэтому при осаждении из газов, вязкость которых с ростом температуры увеличивается, осаждение лучше проводить при пониженной температуре. В капельных жидкостях ситуация обратная: поскольку их вязкость по мере повышения температуры уменьшается, то и скорость осаждения увеличивается при осаждении из горячих жидкостей. Отмеченное влияние температуры сплошной среды на скорость осаждения сохраняется и для неламинарных режимов осаждения.

Опытные данные показывают, что переходный режим обтекания сферической частицы соответствует интервалу изменения числа Рейнольдса $0,2 < Re < 10^3$ и величине коэффициента сопротивления $\xi = 10/Re^{0.5}$. После подстановки этого значения ξ в соотношение (2.4) получим линейную зависимость скорости осаждения от диаметра частицы:

$$w_{oc} = d \sqrt[3]{[7,5g(\rho_\tau - \rho)]^2 / (\rho\mu)}. \quad (2.5a)$$

При турбулентном режиме обтекания ($Re > 10^3$) коэффициент сопротивления практически перестает зависеть от числа Рейнольдса: $\xi = 0,44$, и подстановка его значения в равенство (2.4) приводит к еще меньшему влиянию диаметра частицы на скорость ее осаждения:

$$w_{oc} = \sqrt{\frac{gd}{0,33} \frac{\rho_\tau - \rho}{\rho}}. \quad (2.5b)$$

Существует общий графический метод определения скорости осаждения, одинаково применимый к любым режимам обтекания частиц. Согласно этому методу, решим соотношение (2.4) относительно коэффициента сопротивления:

$$\xi = \frac{4}{3} \frac{\rho_\tau - \rho}{\rho} \frac{gd}{w_{oc}^2}. \quad (2.6)$$

Левая и правая части равенства (2.6) умножаются на Re^2 , т. е. так, чтобы из правой части исключить скорость осаждения:

$$\xi Re^2 = \frac{4}{3} \frac{g d^3}{\mu^2} (\rho_\tau - \rho) = \frac{4}{3} Ar. \quad (2.6a)$$

Теперь разделим левую и правую части равенства (2.6) на $Re = w_{oc}\rho d/\mu$, чтобы исключить из правой части диаметр частиц d :

$$\frac{\xi}{Re} = \frac{4}{3} \frac{g(\rho_\tau - \rho)\mu}{w_{oc}^3 \rho^2} = \frac{4}{3} Ly^{-1}, \quad (2.6b)$$

где введено обозначение $Ly = w_{oc}^2 \rho^2 / [g(\rho_\tau - \rho)\mu]$ – так называемый критерий Лященко; Ar – критерий Архимеда.

Поскольку коэффициент сопротивления частицы ξ является функцией критерия Re , то левые части соотношений (2.6a) и (2.6b) зависят только от Re , а это в свою очередь означает, что система двух последних соотношений представляет собой параметрическую зависимость между критериями Ly и Ar : $Ly = f(Ar)$. (Напомним наиболее известную из курсов математики, физики и теоретической механики параметрическую форму записи урав-

нения окружности единичного радиуса: $y = \sin \omega t$, $x = \cos \omega t$, которая после исключения параметра t приводит к канонической форме зависимости между текущими значениями прямоугольных координат x и y : $x^2 + y^2 = 1$.)

Явный вид функциональной зависимости между критериями Lu и Ar определяется из экспериментов по измерению скоростей осаждения частиц разных диаметров и плотностей в сплошных средах различной вязкости и плотности. Результаты экспериментов обобщаются в форме, представленной на рис. 2.2. На графиках такого рода, имеющих в справочной литературе, приводятся конкретные данные по осаждению частиц различной формы (шаровой, пластинчатой, игольчатой и др.).

Отметим, что в рассматриваемом методе расчета скоростей осаждения экспериментальный характер зависимости между критериями Lu и Ar заменяет собой зависимость коэффициента сопротивления ξ от критерия Re , которая в общем случае также находится из соответствующих экспериментальных измерений.

Графики, подобные представленным на рис. 2.2, удобны для расчетов скоростей осаждения $w_{ос}$ тем, что здесь не требуется ни итерационных процедур, ни последующих проверок режима обтекания частицы, поскольку критерий Архимеда помимо физических свойств системы содержит только диаметр частиц, а критерий Лященко, наоборот, – только скорость осаждения и те же физические свойства (плотности и вязкость) материала частиц и сплошной среды.

Так называемая *прямая задача* обычно состоит из расчета значения скорости осаждения частицы по ее заданному диаметру. Обратная задача – это нахождение эквивалентного диаметра частиц при известной (обычно – из проведенных экспериментальных измерений в опытах по осаждению частиц неправильной формы) скорости их осаждения.

До сих пор речь шла, по существу, об осаждении одиночной частицы. На практике, однако, концентрация дисперсной фазы часто бывает достаточно высокой, и осаждающиеся частицы взаимно влияют друг на друга. Опыт эксплуатации аппаратов для гравитационного осаждения показывает, что для надежной работы эти аппараты должны быть рассчитаны

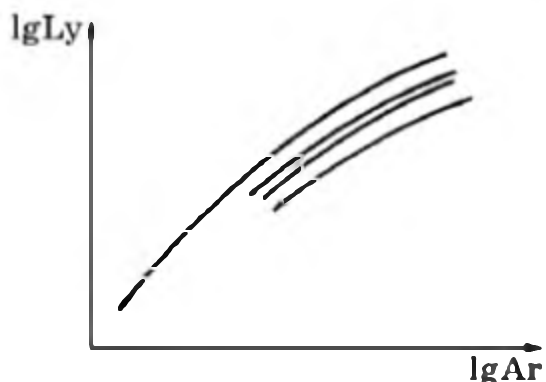


Рис. 2.2. Корреляционная зависимость между критериями Lu и Ar для расчетов скоростей осаждения

Верхняя кривая для сферических частиц; нижние кривые для частиц неправильной формы

при двойном запасе по скорости осаждения мелких частиц, т. е. найденная графически или вычисленная по формулам (2.4) или (2.5) скорость осаждения должна быть уменьшена в два раза.

Анализ процесса осаждения капель при гравитационном разделении эмульсий осложнен возникающей внутри капель циркуляцией жидкости, которая уменьшает относительную скорость движения поверхности капли и дисперсионной жидкости, уменьшает силу сопротивления R и, следовательно, несколько увеличивает скорость осаждения капель по сравнению с твердыми частицами такого же размера и равной плотности. Кроме того, крупные капли в процессе движения могут заметно деформироваться, что также изменяет скорость их осаждения.

Скорость ламинарного осаждения мелких капель (при $Re = w_{ос} d / \nu_c < 1$) может быть определена по интерполяционной формуле Адамара, учитывающей циркуляцию жидкости внутри капли:

$$w_{ос} = \frac{(\rho_d - \rho_c)(\mu_d + \mu_c)gd^2}{6\mu_c(3\mu_d + 2\mu_c)}, \quad (2.7)$$

в которой ρ_d и ρ_c , μ_d и μ_c – плотности и вязкости жидкостей, образующих соответственно дисперсную и сплошную фазы. При $\mu_d \gg \mu_c$ формула (2.7) переходит в формулу Стокса.

2.1.2. КОНСТРУКЦИИ АППАРАТОВ

Конструкции гравитационных отстойников весьма просты. Осаждение твердых частиц из потоков газа может проводиться в *пылеосадительной камере* (рис. 2.3). Камера имеет простой прямоугольный корпус 1, внутри которого расположены горизонтальные полки 2. Запыленный газ проходит между полками с небольшой скоростью, при которой ранее осевшая пыль не захватывается потоком. Частицы пыли осаждаются на полках, как это было рассмотрено ранее. Слои непрерывно откладывающейся пыли периодически сгребаются с каждой полки с помощью механических скребков через люки 4; пыль удаляется через затвор 5 в нижней части камеры. Поперечная перегородка 3 служит

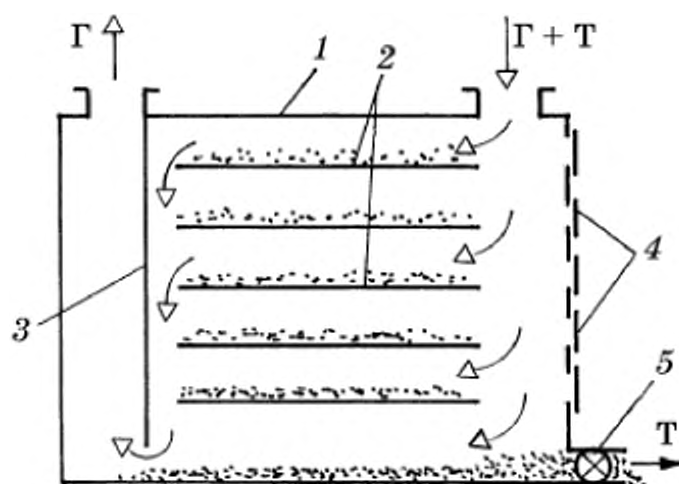


Рис. 2.3. Пылеосадительная камера:

1 – корпус; 2 – полки; 3 – перегородка; 4 – люки; 5 – затвор; Г – газ; Т – дисперсная твердая фаза

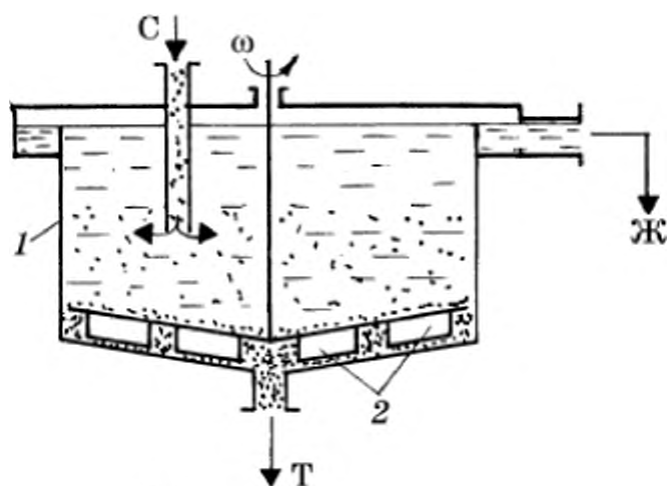


Рис. 2.4. Отстойник непрерывного действия:

1 – цилиндрический корпус; 2 – вращающиеся скребки; С – суспензия; Т – влажный осадок; Ж – осветленная жидкость

для выравнивания скоростей газа между верхними и нижними полками. Расстояние между полками составляет 100–200 мм; скорость движения газа $w = 0,1–0,2$ м/с.

Гравитационное осаждение не требует затрат энергии на создание разделяющей силы (ср. с последующими методами разделения), но и эффективность очистки газов от пыли в пылеосадительных камерах обычно не превышает 40–50 %, причем частицы эквивалентного диаметра менее 5 мкм, как правило, не успевают осадиться и уносятся с потоком очищаемого газа. Практически пылеосадительные камеры используются для предварительной очистки запыленных газов от основной массы пыли наиболее крупных фракций.

Суспензии разделяют в *гравитационных отстойниках* с непрерывным удалением влажного осадка медленно вращающимися скребками (рис. 2.4). Диаметр отстойников достигает 30 м и более. Частота вращения скребков не превышает $0,5 \text{ мин}^{-1}$, чтобы образующийся у конического днища осадок не перемешивался со слоем осветленной жидкости в верхней части отстойника. Влажный осадок, содержащий до 50 % жидкости, перемещается скребками 2 к центру днища и выгружается через нижний патрубок. Осветленная жидкость сливается в верхний кольцевой коллектор и выгружается из отстойника. Исходная суспензия загружается с малой линейной скоростью вблизи центра аппарата.

Работу отстойников легко автоматизировать, они потребляют относительно малое количество энергии, но их размеры значительны, а эффективность разделения не слишком велика.

Отстойник для непрерывного разделения эмульсий изображен на рис. 2.5. Эмульсия вводится с одного конца аппарата и с очень малой скоростью (обычно несколько миллиметров в секунду) перемещается вдоль отстойника. Капли легкой фазы под действием архимедовой подъемной силы всплывают в верхнюю часть рабочего объема, где постепенно сливаются и образуют сплошную фазу, которая отводится из верхней точки аппарата. Тяжелая фаза отводится из нижней части отстойника.

Если дисперсной фазой в исходной суспензии является не легкая, а более тяжелая фаза, то более тяжелые капли осаждаются в сплошной легкой фазе и по мере продвижения эмульсии вдоль

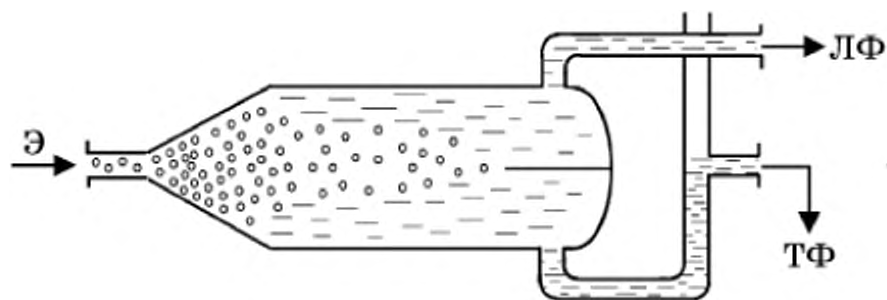


Рис. 2.5. Отстойник непрерывного действия для разделения эмульсий:
Э – эмульсия; ЛФ и ТФ – легкая и тяжелые фазы

аппарата вследствие слияния большого количества капель образуют сплошную тяжелую фазу. Легкая жидкость вытесняется в верхнюю часть отстойника. Разделенные жидкие фазы выводятся из верхней и нижней точек аппарата с противоположной от входа стороны рабочего объема.

2.2. ФИЛЬТРОВАНИЕ

Процесс фильтрования под действием разности статических давлений по обе стороны от проницаемой перегородки широко используется для эффективного отделения мелкодисперсной твердой фазы от капельных жидкостей или от газов. В качестве фильтрующих перегородок чаще всего применяются хлопчатобумажные, шерстяные, полимерные, асбестовые ткани, а также металлические сетки.

Характерной особенностью фильтрования (фильтрации) является периодический процесс отложения слоя дисперсной фазы на фильтрующей перегородке. При этом существенны два обстоятельства. Во-первых, даже если в целом процесс фильтрования организован как непрерывный, т. е. с удалением образующегося слоя осадка, то и в этом случае на каждом элементарном участке фильтрующей перегородки увеличение толщины слоя осадка до момента его удаления происходит периодически. Во-вторых, слой осадка представляет собой существенное гидравлическое сопротивление для фильтрующейся поперек него сплошной среды.

2.2.1. УРАВНЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Рассмотрим в качестве базового процесс периодической фильтрации суспензии, схематически представленный на рис. 2.6. Разность статических давлений $\Delta P = P_1 - P_2 > 0$ создается либо за счет поддержания разрежения под перегородкой $P_2 < 10^5 \text{ Н/м}^2$ с помощью вакуум-насоса, либо за счет избыточного давления со

стороны суспензии $P_1 > 10^5 \text{ Н/м}^2$, создаваемого насосом или каким-либо иным способом. Строго говоря, в качестве давления P_1 следует рассматривать статическое давление непосредственно над фильтрующей перегородкой, т. е. к давлению над суспензией следует добавлять гидростатическое давление самого слоя суспензии $\rho_c g H_c$, где ρ_c и H_c – плотность и суммарная высота слоя суспензии и осадка. Однако такая добавка обычно бывает мала по сравнению с основным значением движущей силы процесса.

Поскольку высота слоя осадка во время фильтрации непрерывно увеличивается, то в качестве основы для анализа процесса записывается мгновенное значение скорости фильтрации:

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{\Delta P}{R_{oc} + R_n}, \quad (2.8)$$

где V – объем фильтрата (сплошной фазы), прошедший от начала процесса через 1 м^2 фильтрующей перегородки, $\text{м}^3/(\text{м}^2)$; R_{oc} и R_n – мгновенное значение гидравлического сопротивления слоя осадка и практически постоянная величина гидравлического сопротивления перегородки, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Отметим, что равенство (2.8) аналогично формуле для электрического тока, проходящего через два последовательно соединенных электрических сопротивления R_1 и R_2 : $dQ_{эл}/d\tau = \Delta U/(R_1 + R_2)$, где электрический ток, согласно определению, записан как количество электрических зарядов $dQ_{эл}$, проходящих за элементарное время $d\tau$, а ΔU – разность электрических потенциалов.

Гидравлическое сопротивление слоя осадка R_{oc} непрерывно увеличивается вследствие отложения в верхней части слоя все большего и большего количества частиц, ранее взвешенных в исходной суспензии. Существенно, что значение R_{oc} в некоторый произвольный момент времени τ от начала фильтрации зависит не от мгновенного значения скорости фильтрации $dV/d\tau$, а от всего объема V фильтрата, прошедшего через слой осадка и перегородку от начала процесса фильтрации, поскольку

вся дисперсная твердая фаза, содержавшаяся прежде в объеме V жидкости, к моменту τ оказалась на перегородке и составила осадок, высота которого пропорциональна количеству этой твердой фазы. Поэтому можно записать: $R_{oc} \sim V$, или $R_{oc} = K'V$,

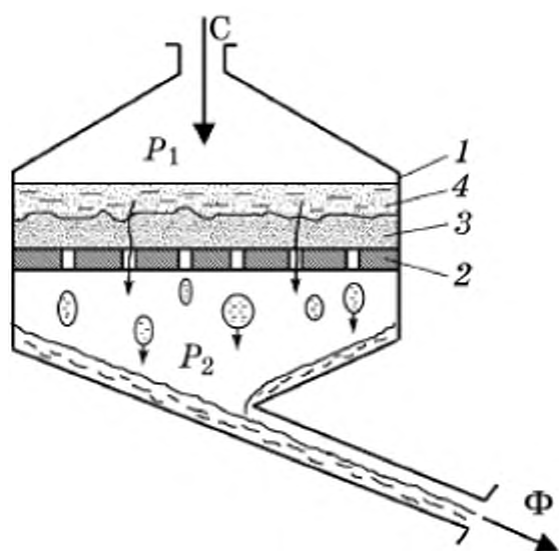


Рис. 2.6. Схема периодической фильтрации:

1 – корпус; 2 – проницаемая для жидкой фазы перегородка; 3 – слой осадка; 4 – слой суспензии; С – суспензия; Ф – фильтрат

где K' – некий коэффициент, зависящий от объемной концентрации твердой фазы в исходной суспензии, от размера, формы и степени полидисперсности частиц твердой фазы, от вязкости и плотности сплошной фазы, фильтрующейся через нерегулярную укладку частиц в слое осадка и т. п.

В отличие от переменной величины R_{oc} , гидравлическое сопротивление перегородки практически остается постоянным в течение всего процесса фильтрования. Исключение может составлять лишь первоначальный момент, когда некоторые отверстия в перегородке могут оказаться закупоренными твердыми частицами, размер которых близок к эквивалентному диаметру отверстий. Но уже в последующие моменты процесса фильтрации над входами в отверстия создаются напряженные арочные своды из частиц; эти своды блокируют отверстия перегородки от попадания в них новых частиц. По этой причине можно полагать $R_n = \text{const}$, что для удобства последующих выкладок формально записывается в виде произведения уже введенной константы K' на новую константу C : $R_n = K'C$. Константа C является функцией эквивалентного диаметра отверстий перегородки, числа отверстий на единицу площади фильтрования, толщины перегородки, извилистости каналов для прохода жидкости и т. п.; влияние на величину R_n вязкости и плотности жидкости учитывается множителем K' .

Подстановка величин $R_{oc} = K'V$ и $R_n = K'C$ в уравнение скорости фильтрования (2.8) дает:

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{\Delta P}{K'(V + C)}, \text{ или } (V + C)dV = (\Delta P/K')d\tau. \quad (2.9)$$

Интегрируя дифференциальное уравнение (2.9) для процесса фильтрования при постоянной разности давлений $\Delta P = \text{const}$, получим квадратичную зависимость между временем периодического фильтрования и объемом полученного к этому времени фильтрата:

$$V^2/2 + CV = (\Delta P/K')\tau + C_1. \quad (2.10)$$

Константа интегрирования C_1 определяется из начального условия процесса $V|_{\tau=0} = 0$, согласно которому в момент $\tau = 0$ начала фильтрования за перегородкой фильтрат отсутствует: $C_1 = 0$.

Окончательно для процесса периодического фильтрования имеем интегральную форму уравнения:

$$V^2 + 2CV = K\tau, \text{ или } V = \sqrt{C^2 + K\tau} - C, \quad (2.11)$$

где $K = 2\Delta P/K'$.

График зависимости объема фильтрата, полученного с 1 м² поверхности к моменту τ , от времени, прошедшего от начала процесса, представлен на рис. 2.7.

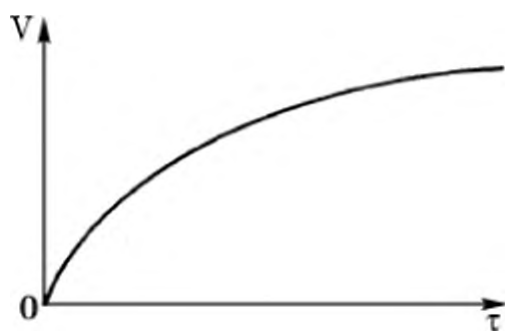


Рис. 2.7. Зависимость объема V ($\text{м}^3/\text{м}^2$) фильтрата, полученного к моменту τ , от времени, прошедшего от начала процесса

Численные значения констант фильтрации K и C могут быть найдены только путем экспериментальных измерений объемов получаемого фильтрата за фиксированные отрезки времени от начала процесса.

В принципе для вычисления значений этих констант достаточно произвести две пары измерений (V_1, τ_1) и (V_2, τ_2) , т. е. при проведении периодической фильтрации измерить в момент времени τ_1 объем V_1 фильтрата, собранного с одного квадратного метра поверхности фильтрации за время τ_1 , прошедшее от начала процесса, а затем продолжить процесс до некоторого последующего момента $\tau_2 > \tau_1$ и вновь измерить весь объем собранного (с 1 м^2) фильтрата V_2 (включая и V_1). Полученные пары значений (V_1, τ_1) и (V_2, τ_2) подставляются в первое уравнение (2.11):

$$V_1^2 + 2CV_1 = K\tau_1; \quad V_2^2 + 2CV_2 = K\tau_2.$$

Система двух алгебраических уравнений дает возможность определить численные значения констант фильтрации K и C для изучаемого процесса.

Полученные из такого рода экспериментов значения констант K и C можно использовать при расчетах процессов фильтрации только для тех же суспензий и перегородок, при которых проводились опыты. Константа K , $\text{м}^2/\text{с}$, зависит от движущей разности давлений $\Delta P = P_1 - P_2$, от свойств осадка и его концентрации в суспензии. Значение константы C , м , характеризует гидравлическое сопротивление фильтрующей перегородки. Существенно, что значения K и C могут быть определены по экспериментальным данным, полученным на фильтре малой поверхности, а затем использованы для расчетов промышленной фильтрации при значительно большей поверхности фильтрации.

Точность расчетов констант фильтрации по опытным данным может быть повышена, если в том же процессе периодической фильтрации произвести не два ($i = 2$) минимально необходимых измерения величин V_i и τ_i , а в несколько раз больше ($i = 10$ или более). Увеличение количества измерений лишь в незначительной степени увеличит трудоемкость экспериментальной работы по измерению получаемых объемов V_i фильтрата не в два, а в большее число моментов времени τ_i в процессе медленно протекающей периодической фильтрации. Числовые данные составляют первые две колонки таблицы 2.1.

Таблица 2.1

К определению констант фильтрации K и C				
τ_i	V_i	$\Delta\tau_i$	ΔV_i	$\Delta\tau_i/\Delta V_i$
τ_1	V_1	$\Delta\tau_1$	ΔV_1	$\Delta\tau_1/\Delta V_1$
τ_2	V_2	$\Delta\tau_2$	ΔV_2	$\Delta\tau_2/\Delta V_2$
...

Обработка массива опытных данных состоит в представлении их в дифференцированном виде, для чего уравнение фильтрации (2.11) дифференцируется по времени: $2V(dV/d\tau) + 2C(dV/d\tau) = K \cdot 1$, откуда $dV/d\tau = K/[2(V + C)]$. Полная производная $dV/d\tau$ может быть записана в форме обратной производной: $d\tau/dV = 2(V + C)/K$. Значение производной в левой части приближенно записывается в виде отношения конечных приращений времени $\Delta\tau$ и объема фильтрата ΔV : $\Delta\tau/\Delta V = (2/K)V + 2C/K$. Полученное соотношение представляет собой уравнение прямой линии в координатах $(\Delta\tau/\Delta V) - V$; множитель $(2/K)$ есть тангенс угла наклона этой прямой к оси абсцисс (V), а второе слагаемое – отрезок, отсекаемый от ординаты этой прямой, проведенной по результатам измерений.

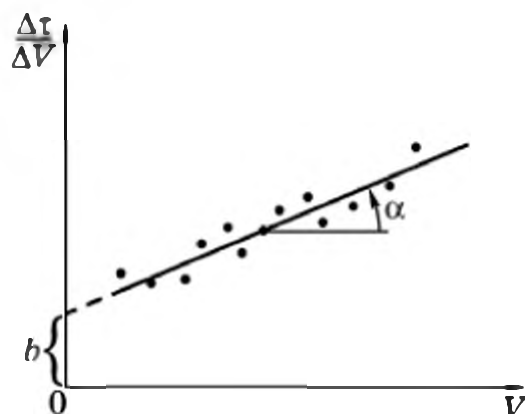
Чтобы построить прямую в координатах $(\Delta\tau/\Delta V) - V$, результаты измерений величин τ_i и V_i представляются в третьей и четвертой колонках табл. 2.1 в форме приращений $\Delta\tau_i$ и ΔV_i , для чего из последующих измеренных значений времени и объема фильтрата, собранного с 1 м² фильтрующей поверхности, вычитаются предыдущие значения этих величин. Наконец, по данным третьей и четвертой колонок вычисляются значения $(\Delta\tau_i/\Delta V_i)$, после чего цифры из последней и второй колонок наносятся на график (рис. 2.8).

Тангенс угла наклона α прямой, проведенной по экспериментальным точкам, определяется по графику, что дает значение константы $K = 2/\operatorname{tg}\alpha$. Константа C может быть определена по величине отрезка b , отсекаемого полученной прямой на оси ординат, и по только что найденному значению $K : C = bK/2$.

Описанный метод определения констант фильтрации K и C , несмотря на использование операции дифференцирования исходных экспериментальных данных (что здесь не добавляет заметной погрешности ввиду относительно высокой точности измеряемых величин объемов жидкости и моментов времени), в итоге оказывается более точным по сравнению с предыдущим методом двух минимально необходимых измерений. Основное преимущество дифференциального метода многих измерений состоит в том, что он дает статистически более достоверный результат и случайная ошибка измерений приведет к заметному отклонению от общей совокупности экспериментальных точек только одной, ошибочной точки, что сразу же обнаруживается на графике рис. 2.8. Интегральный же метод, основанный только на двух измерениях величин V и τ , весьма чувствителен по отношению к возможным ошибкам измерения, поскольку одно ошибочное измерение из двух при решении соответствующей системы алгебраических уравнений приведет к неверным, ошибочным значениям констант фильтрации.

Дифференциальное уравнение скорости фильтрации (2.8) справедливо для широкого круга процессов фильтрации, в том

Рис. 2.8. Графическое определение констант фильтрации K и C по данным экспериментальных измерений: $\operatorname{tg}\alpha = 2/K$; $C = bK/2$



числе и для таких возможных случаев, когда разность давлений ΔP не является величиной постоянной, но изменяется во времени по какому-либо известному закону, что усложнит интегрирование уравнения (2.8).

Значительно более сложен анализ процессов фильтрации в тех случаях, когда дисперсная твердая фаза откладывается на фильтрующей перегородке в виде сжимаемого осадка, который подвергается усадке (уплотнению) в процессе самой фильтрации. Уплотнение слоя деформируемых частиц приводит к значительному уменьшению в слое осадка размеров каналов, по которым проходит фильтрующаяся жидкость. Гидравлическое сопротивление осадка в этих случаях увеличивается в большей степени за счет его уплотнения, хотя в некоторой степени может увеличиваться и высота сжимаемого осадка.

Степень деформации сжимаемого осадка зависит не только от механических свойств частиц дисперсной фазы и величины сжимающей разности давлений ΔP , но также и от времени, что чрезвычайно усложняет интерпретацию экспериментальных данных по фильтрации суспензий, дающих такие осадки.

Фильтрация представляет собой единственную операцию при разделении суспензий под воздействием разности статических давлений, если полученный влажный осадок не требует *промывки* нейтральной жидкостью. Дело в том, что после окончания фильтрации в зазорах между частицами внутри осадка остается некоторое количество жидкости, составляющей сплошную фазу исходной суспензии. В тех случаях, когда это нежелательно, после собственно фильтрации производится промывка осадка иной по отношению к исходной сплошной фазе жидкостью. Если, например, для сплошной фазы суспензии характерна кислая реакция, то промывка желательна щелочной жидкостью и наоборот. Чаще всего осадок промывают нейтральной водой.

Физически процесс промывки представляет собой также фильтрацию через слой осадка и перегородку только не сплошной фазы суспензии, а иной, промывной жидкости. Следует, однако, отметить, что в большинстве случаев сплошной фазой в исходной суспензии является вода с небольшой концентрацией какого-либо нежелательного вещества (например, с повышенным значением pH), и тогда в качестве промывной жидкости чаще всего используется чистая вода. Поскольку при этом физические свойства сплошной фазы и промывной жидкости практически одинаковы, то расчет процесса промывки может производиться с использованием тех значений констант фильтрации, которые были получены для процесса фильтрации, особенно если еще и разность давлений ΔP при промывке сохраняется той же, что была и при фильтрации.

Процесс промывки существенно отличается от фильтрации тем, что высота слоя промываемого осадка в течение всего процесса промывки постоянна, причем неизменная высота слоя осадка остается равной максимальной его высоте в момент окончания процесса фильтрования. Скорость промывки, соответственно, будет постоянной и равной минимальной скорости фильтрации, которая была в момент ее окончания. По этой причине длительность промывки обычно не должна превышать минимально необходимого времени, определяемого допустимой концентрацией отмываемого нежелательного вещества во влажном осадке.

Механизм вымывания сплошной фазы исходной суспензии из порового пространства влажного осадка оказывается весьма непростым. Так, в первый, короткий отрезок времени, равный времени прохождения промывной жидкостью толщины слоя осадка (десятые доли секунды), происходит относительно простой процесс вытеснения сплошной фазы, оставшейся в порах осадка, промывной жидкостью. Но затем процесс вытеснения сменяется длительным процессом медленного вымывания остатков сплошной фазы из застойных зон порового пространства, т. е. из небольших объемчиков вблизи точек соприкосновения частиц, из объемов типа каверн и т. п. Механизм удаления нежелательного в осадке вещества из таких небольших, но многочисленных объемчиков похож на диффузионный (см. гл. 5, 7) и необычайно сложен для анализа в силу многих причин, основная из которых – геометрически неопределенная форма таких застойных зон.

2.2.2. КОНСТРУКЦИИ ФИЛЬТРОВ

Конструкции фильтровального оборудования весьма разнообразны. По режиму работы различают *фильтры периодического* и *непрерывного действия*. Для процессов фильтрования суспензий, частицы которых значительно закупоривают поры фильтрующей перегородки, используется периодическая фильтрация с очисткой (регенерацией) перегородки после каждой стадии фильтрации. Фильтры непрерывного действия работают, как правило, при постоянной разности давлений по обе стороны от фильтрующей перегородки.

По способу создания разности давлений различают *вакуум-фильтры*, в которых со стороны разделяемой суспензии давление атмосферное, а с другой стороны перегородки поддерживается разрежение, и фильтры, работающие *под избыточным давлением*, создаваемым со стороны суспензии, при этом со стороны фильтра давления обычно бывает атмосферное.

Существенная особенность вакуум-фильтров любой конструкции – ограниченность разности давлений $\Delta P = P_1 - P_2$ значением, не превышающим одной атмосферы (0,1 МПа), поскольку $P_1 = 0,1$ МПа, а давление P_2 лишь в пределе может стремиться к нулевому значению; на практике P_2 обычно не бывает менее 0,005 МПа. В фильтрах, работающих с избыточным давлением, значение ΔP может достигать 10–12 атм (1,0–1,2 МПа), что на порядок увеличивает скорость фильтрации по сравнению с вакуум-фильтрами, но зато требует соответствующего упрочнения и усложнения конструкции такого аппарата.

Простейший фильтр периодического действия, так называемый *нутч-фильтр*, работающий чаще всего за счет создаваемого под перегородкой вакуума, изображен на рис. 2.6, где лишь не показана жесткая металлическая решетка под фильтрующей перегородкой.

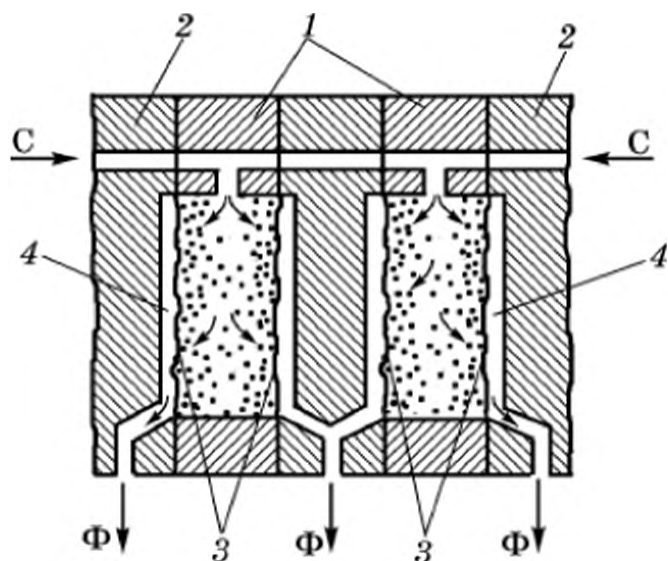


Рис. 2.9. Фильтр-пресс периодического действия:

1 – рамы; 2 – плиты; 3 – фильтрующая ткань; 4 – вертикальные канавки для стекания фильтрата; С – подача суспензии под избыточным давлением; Ф – фильтрат

Как и при любой периодической фильтрации, после основного процесса фильтрования (или после также периодической промывки осадка, если она необходима) производится вы-

грузка осадка. В нутч-фильтрах эта операция совершается сверху вручную, поэтому такие фильтры используются в технологических линиях небольшой производительности по разделяемой суспензии.

Еще одна конструкция для периодической фильтрации, работающая под избыточным давлением до 1,0–1,2 МПа – это так называемый *фильтр-пресс*, показанный на рис. 2.9.

Аппарат состоит из чередующихся рам 1 и плит 2, плотно прижимаемых друг к другу с помощью ручного или гидравлического устройства. Между каждой парой плита – рама зажата фильтрующая ткань 3 (салфетка). В верхних частях плит и рам имеются отверстия, образующие при сборке всех плит и рам сплошной канал, по которому под избыточным давлением в полые объемы рам 1 подается исходная суспензия.

По действием избыточного давления сплошная жидкая фаза фильтруется через салфетки 3 и оказывается в вертикальных канавках 4, по которым жидкость стекает вниз и выводится через отверстия в нижних частях плит 2. Твердая фаза откладывается на каждой салфетке в виде вертикального слоя осадка, толщина которого непрерывно увеличивается. Фильтрация прекращается, когда каждая пара слоев заполнит весь объем рамы.

Скорость фильтрации и количество полученного фильтрата описываются уравнениями периодической фильтрации (2.8) и (2.11).

Промывка осадка, заполнившего все рамы фильтр-пресса, может производиться при подаче промывной жидкости через тот же канал, по которому на стадии фильтрации подавалась суспензия; при этом промывная жидкость выходит через те же отверстия в нижней части плит.

Преимущества фильтр-прессов – значительная поверхность фильтрования, приходящаяся на единицу объема конструкции,

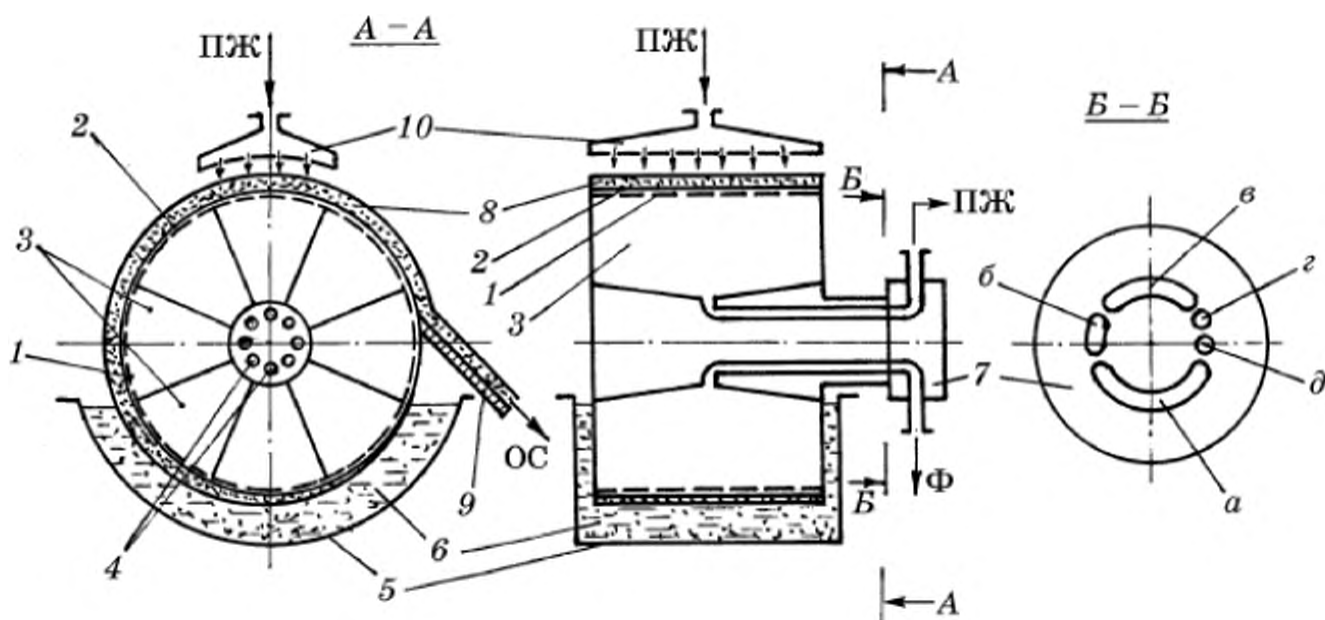


Рис. 2.10. Барабанный вакуум-фильтр непрерывного действия:

1 – барабан с перфорированной цилиндрической поверхностью; 2 – фильтровальная ткань; 3 – герметично отделенные друг от друга секторы внутри барабана; 4 – выводные каналы из пространства секторов; 5 – корыто для исходной суспензии; 6 – суспензия; 7 – неподвижная часть распределительной головки; 8 – слой осадка; 9 – нож для снятия осадка; 10 – диспергатор промывной жидкости (дуршлаг); Ф – фильтрат; ОС – осадок; ПЖ – промывная жидкость; а, б, в, з и д – фигурные отверстия для вывода фильтрата, отсоса жидкой фазы из влажного осадка, вывода промывной жидкости (и поддержания разрежения внутри соответствующих секторов), пропарки и отдувки осадка соответственно

возможность использования высоких избыточных давлений и отсутствие движущихся частей. Недостатки – ручное обслуживание, низкое качество промывки осадка и быстрый износ фильтровальной ткани в результате частой разборки и сборки всей конструкции.

Наиболее распространенной конструкцией фильтра непрерывного действия является *барабанный вакуум-фильтр* (рис. 2.10), основным элементом которого является полый барабан 1 с перфорированной цилиндрической поверхностью, покрытой фильтровальной тканью 2. Внутренний объем барабана разделен на несколько секторов 3, каждый из которых имеет свой вывод 4 внутри вращающейся вместе с барабаном центральной его части. Нижняя часть медленно вращающегося барабана постоянно погружена в корыто 5 с суспензией 6. Внутри тех секторов, наружная цилиндрическая поверхность которых погружена в суспензию, поддерживается давление ниже атмосферного. Поэтому жидкая фаза суспензии фильтруется через ткань на барабане, попадает внутрь соответствующих секторов и непрерывно отводится через отверстия неподвижной распределительной головки 7 и нижний фигурный вырез а; фильтрат собирается в сборник; вакуум создается насосом (на рисунке не показаны). На наружной поверхности фильтровальной ткани откладывается слой осадка 8, непрерывно срезаемый ножом 9, который плотно прижимается к ткани.

Промывка осадка может осуществляться в верхней части барабана с помощью промывной жидкости, подаваемой через распределитель 10. Использованная промывная жидкость отводится через канал, ведущий из объема верхнего сектора и соединяющийся с фигурным вырезом в распределительной головке 7 (см. вид по ББ); это же отверстие соединяется с источником разрежения и сборником промывной жидкости.

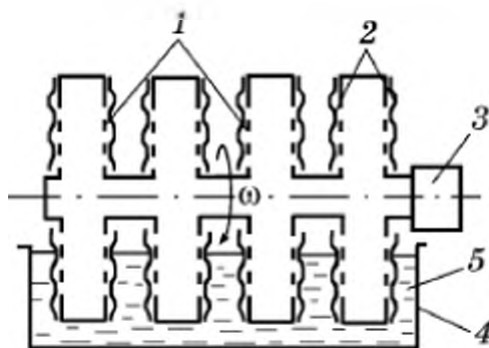
Если осадок перед его удалением с поверхности ножом 9 требует предварительной отдувки воздухом или пропарки паром, а между стадиями фильтрации и промывки – отсасывания оставшейся в осадке сплошной фазы, то эти вспомогательные операции могут быть проведены с помощью отверстий г, д и б в распределительной головке 7 соответственно.

Барабанные вакуум-фильтры имеют диаметр барабана до 2,5 м, длину – до 4 м, частота вращения барабана 1–10 мин⁻¹.

Преимущества барабанных фильтров – относительная простота конструкции, удобство обслуживания, непрерывность работы, хорошие условия промывки осадка. Недостатки – значительная металлоемкость конструкции, небольшая движущая разность статических давлений, всегда меньшая атмосферного давления ($\Delta P < 0,1$ МПа).

Некоторые из отмеченных недостатков отсутствуют в аналогичных конструкциях фильтров непрерывного действия. Так, барабанные фильтры могут иметь наружный кожух, внутри которого создается избыточное давление до 0,5 МПа, что обеспечивает в 5–6 раз большую движущую силу процесса по сравнению с вакуум-фильтрацией, но и значительно повышает требования к механической прочности конструкции наружного кожуха.

Удельная поверхность фильтрации на единицу объема конструкции может быть увеличена в 10 и более раз в *дисковых вакуум-фильтрах* (рис. 2.11), где фильтрующей поверхностью являются плоские перфорированные поверхности дисков 1, на которые натягивается фильтрующая ткань 2. Принцип работы дискового вакуум-фильтра и его распределительной головки 3 аналогичен принципу работы барабанного фильтра. По сравнению с барабанным фильтром дисковому присущи некоторые недостатки. Так, вертикально расположенные слои осадка практически невозможно промывать; трудно



вертикально расположенные слои осадка практически невозможно промывать; трудно

Рис. 2.11. Дисковый вакуум-фильтр непрерывного действия:

1 – перфорированная поверхность дисков; 2 – фильтрующая ткань; 3 – неподвижная часть распределительной головки; 4 – корыто для фильтруемой суспензии; 5 – суспензия

регулировать работу большого числа ножей, снимающих осадок с двух поверхностей каждого диска.

В *ленточном вакуум-фильтре* поверхностью фильтрации является плоская горизонтальная поверхность пористой, покрытой фильтрующей тканью бесконечной ленты, под которой создается разрежение. На горизонтальной поверхности легко производятся последовательные операции фильтрования и промывки; осадок сбрасывается с фильтрующей поверхности в месте ее перегиба за счет собственного веса либо относительно просто снимается ножом. Ширина ленты достигает 3 м, а ее длина – 9 м. Преимущество ленточного фильтра – отсутствие распределительной головки, а существенный недостаток – большие габариты по отношению к полезной поверхности фильтрации.

Карусельный фильтр непрерывного действия, имеющий плоские горизонтальные поверхности фильтрования, удобные для промывки осадков, по существу представляет собой несколько нутч-фильтров (рис. 2.6), перемещающихся по кругу. В каждом из нутчей выполняется та или иная операция: фильтрация, просушка, промывка, пропарка и отдувка осадка; после этого каждый из фильтров переворачивается и осадок под действием собственного веса падает в приемник; затем производятся операции по регенерации фильтрующей ткани, т. е. ее промывка, пропарка и сушка. Последовательность операций многократно повторяется. Значительная громоздкость карусельных фильтров компенсируется удобством проведения отдельных операций.

Фильтрационная *очистка газов* от мелкодисперсной пыли производится в *рукавных фильтрах* (рис. 2.12). Фильтрующая ткань 2 в форме цилиндра (рукава) надета на каркас жесткости 3; несколько десятков таких элементов помещены в корпус 1 аппарата. Запыленный газ ($\Gamma + T$) фильтруется через ткань рукавов под действием разрежения, создаваемого с помощью вентилятора, устанавли-

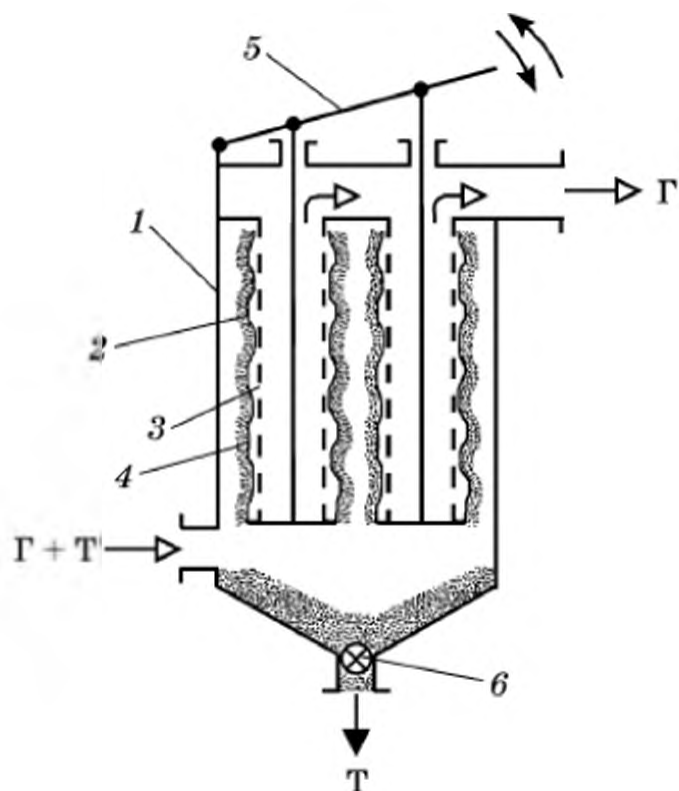


Рис. 2.12. Рукавный фильтр для очистки запыленных газов:

1 – корпус; 2 – фильтрующая ткань; 3 – гибкий каркас жесткости; 4 – слой пыли; 5 – рычаг встряхивающего устройства; 6 – секторный затвор на линии выгрузки пыли

ваемого после фильтра. Слои пыли откладываются на наружной поверхности рукавов, а очищенный от дисперсной твердой фазы газ из внутренних объемов рукавов через общий коллектор отводится из аппарата. Слои пыли удерживаются на наружных поверхностях фильтровальных рукавов той же разностью давлений, под действием которой происходит и процесс фильтрации газа через слой пыли и фильтрующую ткань.

Слои пыли удаляют периодическим встряхиванием рукавов с помощью рычажного механизма 5. По коническому днищу аппарата пыль под действием собственного веса перемещается к центру, откуда выводится с помощью секторного питателя 6.

2.3. ЦЕНТРОБЕЖНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ

Центробежная сила инерции возникает при движении некоторой массы (потока, частиц и т. п.) по криволинейной траектории. Центробежная сила направлена по радиусу кривизны траектории от центра кривизны к периферии, противоположно направлению центростремительной силы, искривляющей траекторию движения рассматриваемой массы. Центробежная сила пропорциональна квадрату окружной скорости $\omega_{\text{окр}}$ и обратно пропорциональна радиусу r кривизны траектории:

$$F_{\text{цб}} = m\omega_{\text{окр}}^2/r, \quad (2.12)$$

где m – масса вещества потока или частицы, движущихся по криволинейному пути.

2.3.1. ОЧИСТКА ЗАПЫЛЕННЫХ ГАЗОВ

Центробежная очистка запыленных газов производится в *циклонах* (рис. 2.13). Пылегазовая смесь ($G + T$) вводится в корпус 1 тангенциально, через патрубок 3. Поток газа вынужден двигаться по спиральной траектории вдоль внутренней поверхности стенки корпуса в кольцевом зазоре между корпусом 1 и центральной трубой 2.

Частицы пыли, вошедшие вместе с газом, в начале своего пути не взаимодействуют с внутренней стенкой корпуса и, следовательно, в первые моменты стремятся сохранить прямолинейную скорость, равную скорости входящего в циклон газа. Но на газовый поток сразу же начинает действовать центростремительная сила реакции стенки корпуса, и поток под воздействием этой силы изменяет траекторию движения на криволинейную. Возникающая разность векторов скоростей газа и частицы приводит к появлению силы гидродинамического воздействия на частицу со стороны газового потока. Эта сила и является центростремительной

Рис. 2.13. Циклон для очистки газов:

1 – корпус; 2 – центральная труба; 3 – входной тангенциальный патрубок; 4 – приемная емкость для пыли

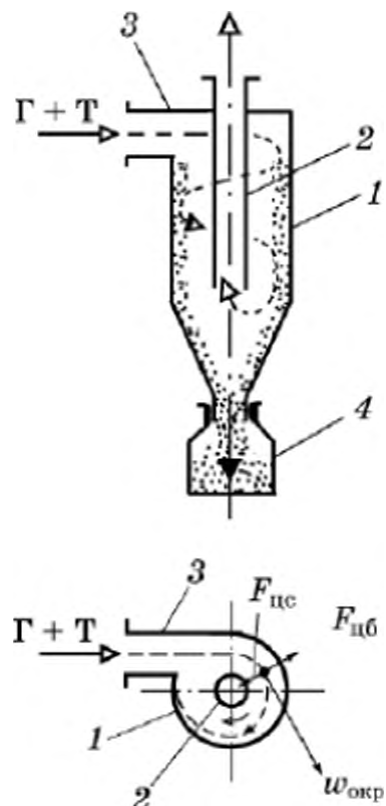
силой, искривляющей траекторию движения частиц, которые также начинают двигаться по спиральной траектории, но с большим радиусом кривизны по сравнению с кривизной траектории потока газа.

По мере движения в кольцевом пространстве циклона частица приближается к внутренней стенке корпуса и в конечном счете оказывается на стенке, которая тормозит ее движение по окружности. На внутренней стенке корпуса в его нижней части концентрируется значительная часть частиц, откуда они под действием силы тяжести медленно сползают вдоль стенки в приемную емкость 4.

Газовый поток, из которого выделилась дисперсная твердая фаза, вынужден разворачиваться и выходить через центральную трубу 2.

Практически важным обстоятельством при циклонной очистке газов является требование герметичного подключения к циклону приемной емкости 4. Объясняется это тем, что почти всегда циклоны работают под некоторым разрежением по отношению к внешнему атмосферному давлению, что позволяет избежать попадания пыли в помещение через возможные неплотности соединений. Следовательно, если в месте подключения емкости 4 к нижней части корпуса имеется малейшая неплотность, то через нее в циклон будет поступать небольшое количество атмосферного воздуха, которого, однако, часто оказывается достаточно, чтобы подхватить и направить в выхлопную трубу 2 сползающий сверху слой уже выделенных из газового потока мелких частиц. При этом будет казаться, что разделительная способность самого циклона неудовлетворительна.

К сожалению, расчет траекторий движения частиц в циклонных аппаратах на основе строгого физико-математического анализа действующих на частицы сил оказывается практически невозможным. Так, кажущаяся простота выражения (2.12) для центробежной силы, действующей на частицу при ее криволинейном движении, существенно усложняется тем, что окружная скорость частицы $w_{\text{окр}}$ и радиус кривизны траектории ее движения r непрерывно изменяются и сами являются функциями всех воз-



можных сил, действующих на частицу. Ситуация дополнительно осложняется вращением частиц вокруг своих центров тяжести, заметным воздействием на мелкие частицы турбулентных пульсаций газового потока, частиц друг на друга и т. п.

Все отмеченные обстоятельства приводят к тому, что расчет основных показателей работы циклонов производится на основе имеющихся рекомендаций по значению так называемой фиктивной скорости $w_{\phi} = V_c / (\pi/4 D_{\text{ц}}^2)$ газового потока в циклоне. Фиктивной скорость w_{ϕ} называется потому, что с такой скоростью газовый поток не перемещается нигде внутри циклона. Со скоростью w_{ϕ} газ с объемным расходом V_c (м³/с) двигался бы вдоль оси циклона с внутренним диаметром $D_{\text{ц}}$ при отсутствии в нем центральной трубы. Действительные скорости вращающегося вокруг центральной трубы газового потока намного превышают значения w_{ϕ} .

Многочисленными опытами установлено, что циклоны стандартных соотношений их геометрических размеров удовлетворительно отделяют частицы пыли размером до нескольких микрометров при значениях фиктивной скорости газа $w_{\phi} = 2-3$ м/с. По величине этой рекомендованной фиктивной скорости определяется необходимый диаметр циклона по задаваемой величине расхода запыленного газа:

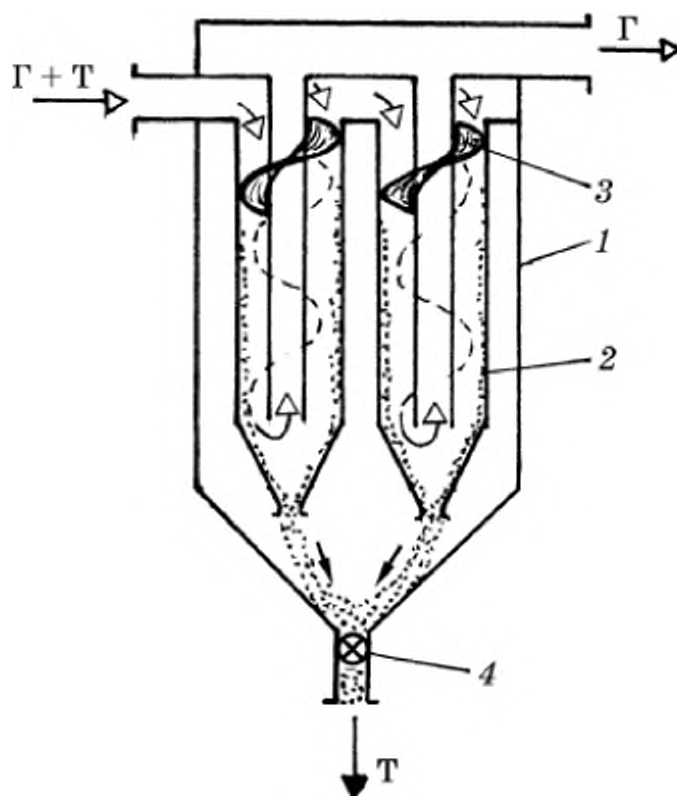
$$D = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{V_c}{w_{\phi}}}. \quad (2.13)$$

При меньшей скорости газового потока центробежная сила, действующая на частицы, оказывается слишком малой, и эффективность разделения в циклоне также мала (см. формулу (2.12)). С другой стороны, может показаться, что значение скорости w_{ϕ} и пропорциональное ей значение окружной скорости $w_{\text{окр}}$ должны быть как можно большими, так как при этом быстро увеличивается центробежная сила $F_{\text{цб}}$. Однако одновременно с ее увеличением при возрастании скоростей газа в нижней части циклона вблизи входа уже очищенного газа в центральную выхлопную трубу 2 появляются вторичные газовые вихри, которые подхватывают выделенную из газового потока пыль и выносят ее в центральную трубу.

При значительных производительностях по запыленному газу ($V_c > 0,2$ м³/с) диаметр циклона получается близким к 1 м, при этом траектория частицы имеет малую кривизну. Соответственно мала и центробежная сила, отделяющая частицу от газового потока. Поэтому диаметры циклона больше 0,8 м обычно не используются, а очистку газов производят в параллельно устанавливаемых циклонах обычного диаметра. Общий расход газа при этом разбивается на параллельные потоки, которые очищаются от пыли

Рис. 2.14. Батарея мультициклонов:

1 – общий корпус; 2 – корпус мультициклона; 3 – завихритель газового потока; 4 – секторный затвор



в циклонах нормализованных размеров. Здесь важно организовать равномерную загрузку параллельно работающих циклонов одинаковыми по величине расходами газа, чтобы для всех циклонов соблюдалось условие по рекомендованному значению фиктивной скорости w_{ϕ} . Существуют специальные конструкции распределительных устройств, обеспечивающих равномерное распределение газа по параллельным циклонам.

Значительные расходы запыленных газов можно подвергать разделению в *батареях мультициклонов* (рис. 2.14), где не требуется сложных распределительных устройств для равномерной тангенциальной подачи газа в каждый из параллельных циклонов. Запыленный газ здесь входит в каждый из мультициклонов параллельно его оси и приобретает вращательное движение (закрутку) при прохождении специального завихрителя 3, расположенного в кольцевом рабочем пространстве. Отделенная от газа пыль под действием силы тяжести медленно ссыпается из всех мультициклонов в общий корпус 1 с коническим днищем и выгружается из его центральной части через секторный затвор 4. Распределительное устройство отсутствует, кроме того здесь нет необходимости в тщательной герметизации соединения корпуса большого числа мультициклонов с приемником пыли, как это требуется при разделении в циклонах.

Аналогичную конструкцию имеют *гидроциклоны*, предназначенные для разделения суспензий. Для расчета гидроциклонов в специальной литературе даются соответствующие рекомендации.

Разделение запыленных газов и суспензий в циклонах и гидроциклонах, как правило, не так эффективно, как разделение в рукавных фильтрах и центрифугах.

2.3.2. РАЗДЕЛЕНИЕ СУСПЕНЗИЙ

Используемые для центробежного разделения суспензий *центрифуги* представляют собой быстро вращающиеся барабаны, в которых вращается разделяемая суспензия, принимаю-

щая под действием центробежной силы форму кольца; барабан помещен в неподвижный корпус. Во всех центрифугах силой, приводящей к отделению дисперсной твердой фазы от жидкости, является центробежная сила инерции, возникающая вследствие вращения суспензии вместе с барабаном. Однако сам процесс разделения фаз в разных центрифугах может быть различным.

По способу разделения суспензий центрифуги классифицируют на осадительные и фильтрующие. В *осадительных центрифугах* (рис. 2.15) твердые частицы, имеющие обычно большую по отношению к жидкости плотность, под действием центробежной силы осаждаются на внутреннюю стенку вращающегося барабана, откуда тем или иным способом удаляются. В *фильтрующих центрифугах* (рис. 2.16) центробежная сила инерции вращающегося кольца суспензии 4 является движущей силой процесса фильтрации жидкости через фильтрующую ткань 2, располагаемую по перфорированной цилиндрической поверхности барабана 1. Фильтрующаяся жидкость последовательно преодолевает гидравлические сопротивления слоя осадка 3 и фильтрующей ткани 2, как это было и при фильтрации под действием разности статических давлений (см. разд. 2.2).

Производительность осадительной центрифуги непрерывного действия может быть определена аналогично тому, как определялась производительность гравитационной пылеосадительной камеры. Вводится коэффициент заполнения барабана суспензией $\varphi = V_{\text{сусп}}/V_6$, $0 < \varphi < 1$ (обычно $\varphi = 0,2-0,5$), где $V_{\text{сусп}}$ и V_6 – объем кольца суспензии и полный объем

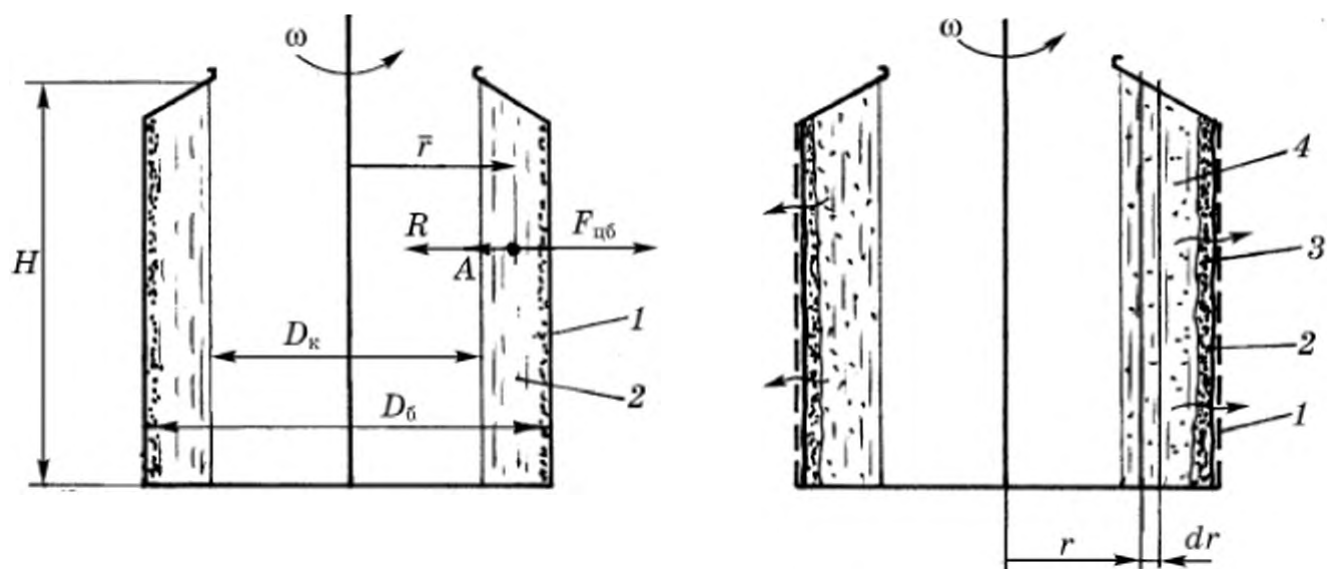


Рис. 2.15. Барабан осадительной центрифуги:

1 – барабан со сплошной цилиндрической поверхностью; 2 – кольцо суспензии

Рис. 2.16. Барабан фильтрующей центрифуги:

1 – перфорированный барабан; 2 – фильтрующая ткань; 3 – слой осадка; 4 – кольцо суспензии

всего барабана. Приравняем объем кольца суспензии $(\pi/4)(D_6^2 - D_k^2)H$ и объем суспензии в барабане, выраженный через коэффициент его заполнения $(\pi/4)D_6^2 H \phi$. Получим выражение для внутреннего диаметра кольца:

$$D_k = D_6 \sqrt{1 - \phi}.$$

Время пребывания жидкости в кольце суспензии $\tau_{\Pi} = V_{\text{супп}}/V_c = \phi V_6/V_c$, где V_c – объемный расход жидкости через центрифугу. Время осаждения частицы поперек кольца суспензии толщиной $\delta = (D_6 - D_k)/2$ равно $\tau_{\text{ос}} = (D_6 - D_k)/(2\bar{w}_{\text{ос}})$, где $\bar{w}_{\text{ос}}$ – скорость осаждения частицы, усредненная по толщине кольца δ . Толщина кольца даже при заполнении барабана суспензией на 50 % составляет не более $0,15D_6$. Приравнявая τ_{Π} и $\tau_{\text{ос}}$, получим $\phi V_6/V_c = (D_6 - D_k)/(2\bar{w}_{\text{ос}})$, откуда

$$V_c = 2\bar{w}_{\text{ос}} \phi V_6 / (D_6 - D_k) = (\pi/2) \phi \bar{w}_{\text{ос}} D_6 H / (1 - \sqrt{1 - \phi}). \quad (2.14)$$

Скорость осаждения $\bar{w}_{\text{ос}}$ находится из условия баланса сил, действующих на частицу в центробежном поле (см. аналогичный баланс сил для гравитационного осаждения):

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_{\tau} \omega^2 \bar{r} = \frac{\pi}{6} d^3 \rho \omega^2 \bar{r} + \xi \frac{\pi}{4} d^2 \frac{\rho \bar{w}_{\text{ос}}^2}{2}, \quad (2.15)$$

где ω – угловая скорость вращения частицы, равная скорости вращения кольца суспензии и барабана, \bar{r} – среднее значение радиуса вращения частицы вместе с кольцом суспензии; $\omega^2 \bar{r}$ – величина центробежного ускорения частицы; слагаемое левой части – центробежная сила инерции, действующая на сферическую частицу диаметром d и плотностью ρ_{τ} в направлении к стенке барабана; первое слагаемое правой части – архимедова сила выталкивания частицы в поле центробежной силы, направленная противоположно центробежной силе к оси вращения; ρ – плотность сплошной жидкой фазы; второе слагаемое правой части представляет собой силу гидравлического сопротивления, которую оказывает жидкость на частицу при ее поперечном движении к стенке; ξ – коэффициент сопротивления частицы.

Уравнение движения частицы (2.15) решается относительно средней скорости ее осаждения, которая может быть представлена в виде:

$$\bar{w}_{\text{ос}} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\rho_{\tau} - \rho}{\rho \xi} g d \frac{\omega^2 \bar{r}}{g}}. \quad (2.16)$$

Сравнение формулы (2.16) с аналогичной формулой (2.4) для гравитационного осаждения показывает их различие только в безразмерном множителе $\omega^2 \bar{r}/g$, представляющем отношение центробежного ускорения $\omega^2 \bar{r}$ к ускорению g силы тяжести. Это отношение с заменой $\bar{r} \rightarrow R = D_6/2$, т. е. $K_p = \omega^2 R/g$, называют *фактором разделения центрифуги*; его значение характеризует разделяющую способность центрифуги по отношению к гравитационному разделению. По величине фактора разделения центрифуги классифицируются на нормальные (K_p до $3 \cdot 10^3$) и сверхцентрифуги ($K_p > 3 \cdot 10^3$). Большинство промышленных центрифуг имеют фактор разделения 600–1200.

Алгебраическая процедура нахождения скорости \bar{w}_{oc} по соотношению (2.16) с учетом зависимости $\xi(Re)$, где $Re = \bar{w}_{oc} d / \nu$, не отличается от описанной ранее для гравитационного осаждения.

Для расчета движущей силы процесса фильтрования в фильтрующих центрифугах рассмотрим центробежную силу, с которой элементарный слой суспензии толщиной dr и находящийся на текущем расстоянии r от оси вращения кольца, воздействует на слой суспензии, расположенный вне рассматриваемого элементарного слоя: $dF_{цб} = \rho_c dv \omega^2 r$, где $dv = 2\pi r dr H$ – объем элементарного слоя; $\rho_c dv$ – элементарная масса слоя; ρ_c – плотность суспензии; $\omega^2 r$ – центробежное ускорение, действующее на элементарный слой. Подстановка значения dv в выражение для $dF_{цб}$ дает соотношение $dF_{цб} = 2\pi \omega^2 H \rho_c r^2 dr$, интегрирование которого при очевидном граничном условии $F_{цб}|_{r=D_k/2} = 0$ приводит к выражению для полной центробежной силы, с которой весь слой вращающейся суспензии действует на фильтровальную ткань: $F_{цб} = \pi \omega^2 H \rho_c (D_6^3 - D_k^3)/12$. Деление силы $F_{цб}$ на площадь фильтрования $S = \pi D_6 H$ дает выражение для движущей силы центробежного фильтрования:

$$\Delta P_{цб} = F_{цб} / S = \rho_c \omega^2 (D_6^3 - D_k^3) / (12 D_6). \quad (2.17)$$

Величина $\Delta P_{цб}$ используется для расчетов скорости фильтрования по общей формуле (2.8).

2.3.3. КОНСТРУКЦИИ ЦЕНТРИФУГ

Конструкции центрифуг весьма разнообразны. Рассмотрим основные виды фильтрующих и осадительных центрифуг. *Подвесная фильтрующая центрифуга периодического действия* (рис. 2.17) представляет собой вертикальный барабан 1, на перфорированной цилиндрической поверхности которого натянута фильтрующая ткань 3. Вращающийся барабан расположен в неподвижном корпусе 2, имеющем в нижней части отверстия для выгрузки фильтрата (Ф) и влажного осадка (ОС). Исходная суспензия (С) загружается в барабан при его вращении и под действием центробежной силы располагается в форме кольца 4, прилегающего к внутренней поверхности барабана и создающего разность давлений по обе стороны от фильтрующей перегородки. Под действием этой разности давлений фильтрат проходит через слой образующегося осадка 5 и фильтровальную ткань 3, собирается на внутренней стенке корпуса 1 и выводится из центрифуги (Ф).

После того как набирается определенное количество осадка, подача суспензии прекращается. При необходимости промывки осадка вместо суспензии во вращающийся барабан подается промывная жидкость. Затем барабан тормозится до полной остановки, и производится выгрузка осадка (под действием собственного веса и частично вручную) через спицы 6 в нижней части барабана. Далее барабан вновь приводится во вращение, включается подача суспензии, и цикл периодической работы повторяется.

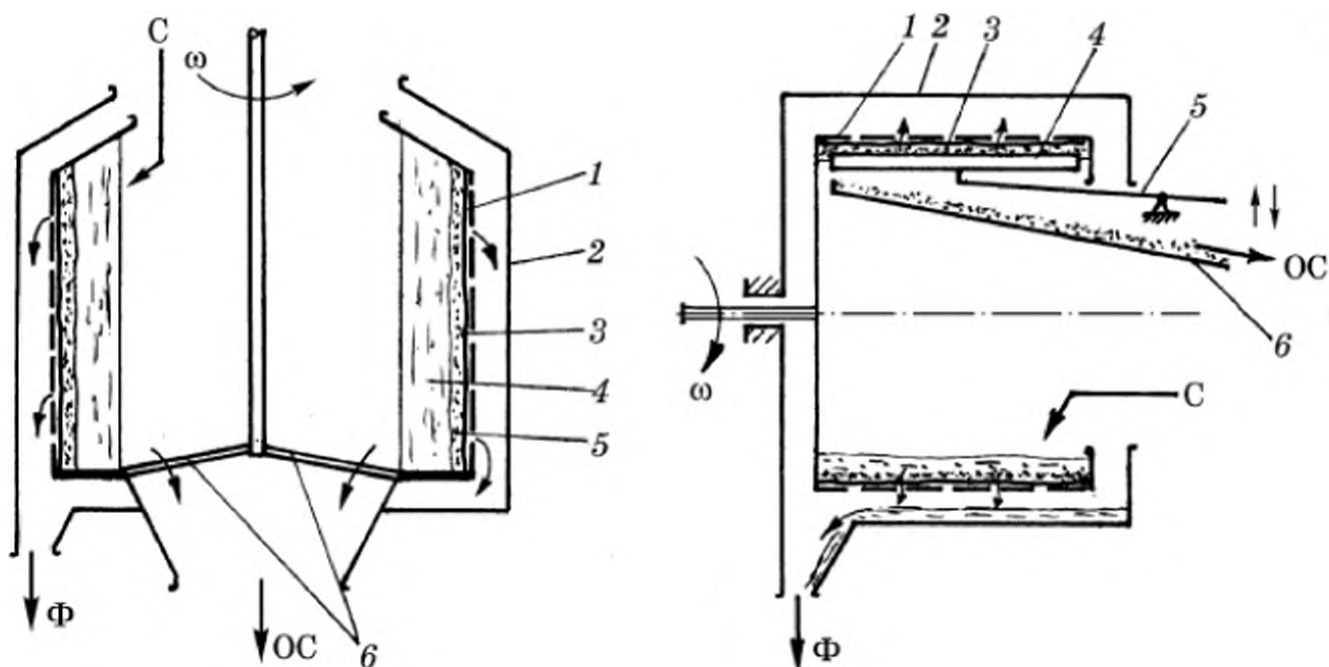


Рис. 2.17. Подвесная фильтрующая центрифуга периодического действия:

1 – барабан с перфорированной цилиндрической поверхностью; 2 – неподвижный корпус; 3 – фильтрующая ткань; 4 – кольцевой слой суспензии; 5 – кольцевой слой осадка; 6 – спицы барабана; С – суспензия; ОС – осадок; Ф – фильтрат

Рис. 2.18. Фильтрующая центрифуга полунепрерывного действия с ножевым съемом осадка:

1 – горизонтальный барабан с перфорированной цилиндрической поверхностью; 2 – неподвижный корпус; 3 – фильтрующая ткань; 4 – нож для съема осадка; 5 – рычажный механизм ножа; 6 – наклонный лоток для выгрузки осадка; С – суспензия; ОС – осадок; Ф – фильтрат

Разгон барабана до номинального числа оборотов обычно требует большей мощности на преодоление инерции барабана по сравнению с энергией, расходуемой на преодоление сил трения в подшипниках при поддержании рабочего числа оборотов заполненного суспензией барабана, поэтому мощность электрического привода центрифуги должна превышать мощность рабочего режима в 2–3 раза.

Диаметр барабана центрифуг такого типа достигает 1,2 м, фактор разделения $K_p = \omega^2 R / g$ – до 1200.

Фильтрующая центрифуга полунепрерывного действия с ножевым съемом осадка (рис. 2.18) имеет горизонтально расположенный перфорированный барабан 1 с фильтрующей тканью 3, заключенный в неподвижном корпусе 2.

Следует отметить, что основная трудность при эксплуатации центрифуг непрерывного или полунепрерывного действия состоит в организации непрерывной выгрузки твердой фазы из вращающегося барабана центрифуги.

В центрифуге рассматриваемого типа образующийся на фильтрующей ткани влажный осадок срезается ножом 4, который на короткое время прижимается к ткани рычажным механизмом 5. От-

деленный от ткани осадок (ОС) падает на наклонный поддон 6, по нему медленно сползает вниз и таким образом выгружается из центрифуги. При съеме осадка частота вращения барабана уменьшается, чтобы уменьшить вероятность механического повреждения ткани прижимаемым к ней ножом. Перед моментом съема осадка подача суспензии (С) в барабан прекращается, но вновь возобновляется после окончания короткой стадии срезания осадка. Таким образом, при работе этой центрифуги барабан не останавливается. Промывка осадка возможна перед началом его удаления.

Жидкая фаза исходной суспензии (как и промывная вода на стадии промывки) фильтруется через слой осадка и через фильтрующую ткань, выходит на наружную поверхность вращающегося барабана, разбрызгивается с нее на внутреннюю поверхность неподвижного корпуса 2, и под действием силы тяжести фильтрат (Ф) выводится из нижнего патрубка.

Фактор разделения фильтрующих центрифуг с ножевым съемом осадка составляет $K_p \approx 650$, диаметр барабана – до 1,8 м. Последовательные стадии работы центрифуги могут реализовываться с помощью несложной автоматики, поэтому центрифуги этого типа иногда называют автоматическими.

Фильтрующая центрифуга непрерывного действия с пульсирующим поршнем (рис. 2.19) также представляет собой горизонтально расположенный перфорированный барабан 1 с фильтрующей тканью 3, но в отличие от предыдущих конструкций здесь барабан не имеет отбортовки для удержания слоя суспензии, так как режим подачи суспензии в этой центрифуге таков, что суспензия сразу же уходит через слой осадка 4. При этом появляется возможность выталкивания образующегося слоя осадка с помощью поршня 5, вращающегося вместе с барабаном и одновременно совершающего возвратно-поступательное движение на некоторую часть длины барабана. Суспензия (С) непрерывно подается во вращающуюся перфорированную воронку 6, из которой она под действием центробежной силы попадает на слой осадка. Жидкая фаза фильтруется через незначительный по толщине слой осадка, набирающийся между двумя последовательными ходами поршня-толкателя, затем через фильтровальную ткань 3, разбрызгивается с наружной перфорированной поверхности барабана 1 внутрь корпуса 2, стекает к штуцеру, через который фильтрат (Ф) и отводится из центрифуги. Влажный осадок 4 выталкивается поршнем 5 и через разгрузочный патрубок выводится из корпуса центрифуги (ОС).

Фактор разделения центрифуг такого типа $K_p \approx 700$, частота вращения 10^3 мин^{-1} .

На рис. 2.20 представлена схема непрерывно действующей осадительной центрифуги со шнековой выгрузкой влажного осадка.

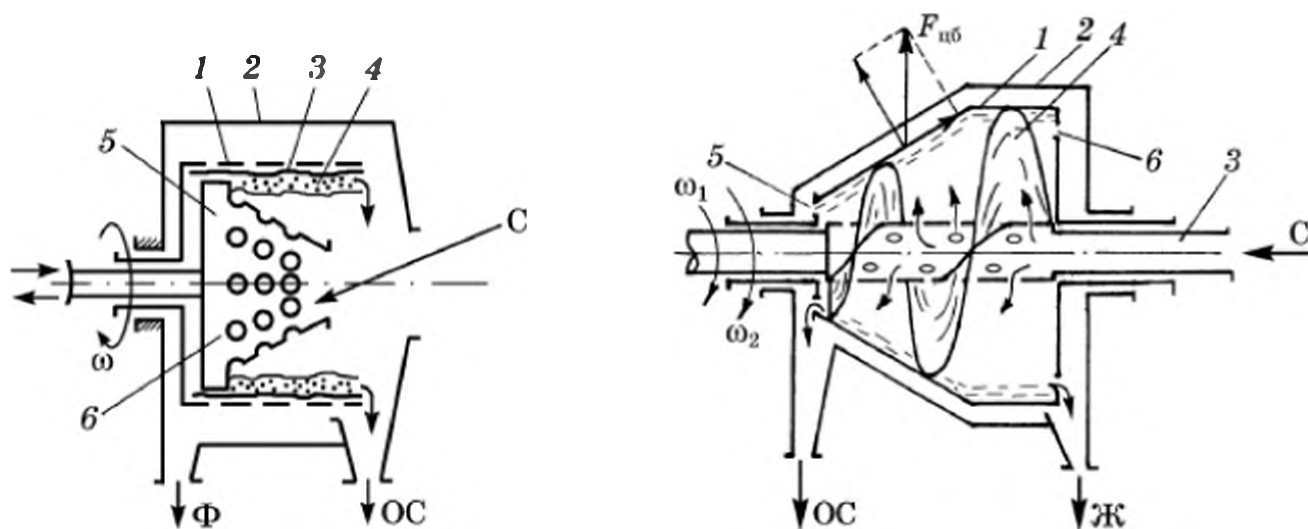


Рис. 2.19. Фильтрующая центрифуга непрерывного действия с поршневой выгрузкой осадка:

1 – перфорированный барабан; 2 – неподвижный корпус; 3 – фильтрующая ткань; 4 – слой осадка; 5 – поршень-толкатель; 6 – вращающаяся воронка с отверстиями для разбрызгивания суспензии; С – суспензия; ОС – осадок; Ф – фильтрат

Рис. 2.20. Осадительная центрифуга непрерывного действия со шнековой выгрузкой осадка:

1 – сплошной конический барабан; 2 – неподвижный корпус; 3 – перфорированный полый вал; 4 – шнек; 5 – отверстия для выгрузки влажного осадка; 6 – отверстия для выгрузки осветленной жидкости; С – суспензия; Ж – осветленная жидкость; ОС – влажный осадок

Центрифуга имеет неперфорированный сплошной барабан 1 конической формы, внутрь которого через отверстия перфорированного полого вала 3 непрерывно поступает суспензия (С). Она разбрызгивается на внутреннюю поверхность конического барабана 1 и образует там слой, в котором под действием центробежной силы происходит одновременно осаждение более тяжелых частиц на стенку и перемещение осветленной жидкости в широкую часть барабана. Центробежная сила стремится переместить в широкую часть вращающегося барабана не только осветленную жидкость, но и влажный осадок (см. разложение вектора центробежной силы на рис. 2.20). Однако влажный осадок (сгущенная у стенки барабана суспензия) принудительно перемещается против действия продольной составляющей $F_{цб}$ в узкую часть барабана с помощью шнека 4, вращающегося вместе с валом 3, но с угловой скоростью, отличающейся от угловой скорости барабана на 1–2 %, что означает медленное вращение шнека относительно слоя осадка в барабане. Таким образом, шнек вытесняет осадок через отверстия 5 в узкой части барабана, а жидкость, свободно обтекая лопасти шнека, проходит в широкую часть барабана и выгружается оттуда через сливные отверстия 6.

Осадительные центрифуги, имеющие относительно высокую частоту вращения (до 3000 мин^{-1}) и значительные факторы разделения

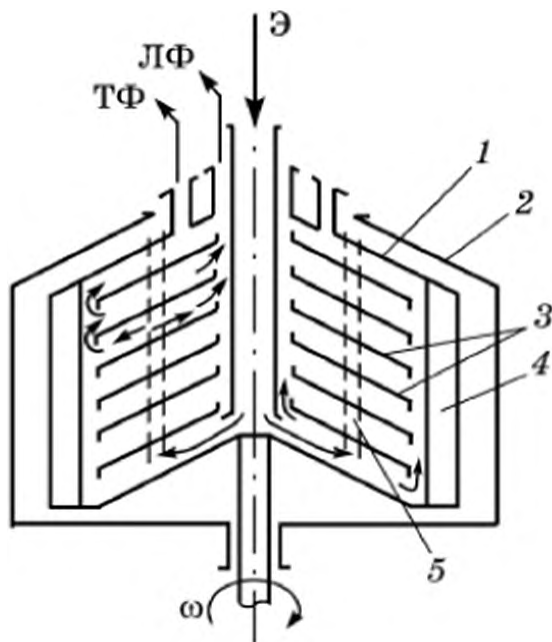


Рис. 2.21. Тарельчатый сепаратор для разделения эмульсий и тонких суспензий:

1 – барабан; 2 – неподвижный корпус; 3 – набор (пакет) тарелок; 4 – вертикальные ребра; 5 – отверстия; Э – эмульсия; ЛФ и ТФ – легкая и тяжелая фазы

(до 2000), используются для разделения тонких суспензий на осветленную жидкость и осадок довольно высокой влажности. Промывка осадков в осадительных центрифугах невозможна.

Тарельчатый сепаратор (рис. 2.21), предназначенный в основном для раз-

деления эмульсий и тонких суспензий, имеет вращающийся барабан 1, внутри которого на расстоянии нескольких миллиметров друг от друга расположены несколько десятков конических тарелок 3. Разделяемая гетерогенная смесь (Э) непрерывно подается по центру барабана, полностью заполняет его, чему способствует система отверстий 5 в тарелках, и вовлекается вместе с барабаном во вращательное движение за счет сил трения жидкости о тарелки и воздействия на смесь вертикальных радиальных перегородок 4.

Эмульсия (или суспензия), находящаяся между тарелками и вращающаяся вместе с барабаном и тарелками, испытывает воздействие центробежной силы инерции, при этом более тяжелая фаза перемещается в периферийную часть барабана, вытесняя оттуда легкую фазу к оси вращения барабана. Вывод легкой фазы (ЛФ) производится вблизи оси вращения; тяжелая фаза (ТФ) выводится на некотором удалении от оси. Исходная смесь нагнетается в сепаратор под избыточным давлением, под действием которого отсепарированная тяжелая фаза из периферийной зоны барабана перемещается против центробежной силы и выводится из верхней части барабана не в периферийной точке, а значительно ближе к оси вращения, где окружная скорость вращения жидкости меньше.

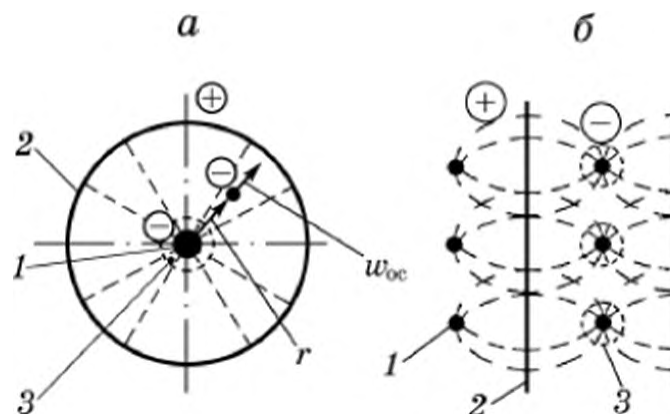
Частота вращения барабана тарельчатого сепаратора достигает $(5-10) \cdot 10^3 \text{ мин}^{-1}$, диаметр барабана – до 0,8 м.

2.4. ЭЛЕКТРООЧИСТКА ГАЗОВ

Выделение мелкой пыли из газов производится в электростатическом поле, которое создается между положительным и отрицательным электродами так называемого *электроосадителя* (электрофильтра).

Рис. 2.22. Элементы трубчатого (а) и пластинчатого (б) электрофильтров (электроосадителей) (вид сверху):

1 – отрицательно заряженный проволочный электрод; 2 – положительный трубчатый (пластинчатый) электрод; 3 – коронный электрический разряд; пунктир – силовые линии напряженности электрического поля



Чтобы твердые частицы можно было выделить из газового потока, им нужно сообщить электрический заряд, а для этого необходим постоянный источник заряда. В процессах электроочистки запыленных газов для получения свободных электронов создается существенно неоднородное электростатическое поле между отрицательным проволочным электродом 1 (рис. 2.22, а) и трубчатым положительным электродом 2. Напряженность электрического поля (в вольтах на метр) в такой геометрической системе обратно пропорциональна радиусу r расстояния от проволоки $E \sim 1/r$.

Постоянное напряжение, подаваемое на электроды, равно нескольким десяткам киловольт, что обеспечивает значение напряженности электрического поля вблизи центрального проволочного электрода свыше $3 \cdot 10^6$ В/м, при котором происходит ионизация воздуха с образованием устойчивого электрического разряда 3.

Положительно заряженные ионы воздуха быстро достигают отрицательного проволочного электрода и нейтрализуют на нем свой заряд. Электроны двигаются в направлении силовых линий электрического поля к положительному трубчатому электроду. Вдоль оси трубы перемещается запыленный газ, и свободные электроны, двигаясь поперек потока газа, сталкиваются с частицами (как правило, состоящими из какого-либо диэлектрического вещества) и заряжают их поверхностным отрицательным зарядом. Получившие отрицательный заряд частицы начинают относительно медленно перемещаться вдоль силовых линий поля к положительному трубчатому электроду. Такое движение называют электростатическим осаждением пыли на внутреннюю поверхность вертикальной трубы. Отдав свой отрицательный заряд стальной трубе, частицы под действием силы тяжести перемещаются вниз вдоль внутренней стенки трубы, где собираются в коническом днище и выгружаются через секторный затвор.

Рассмотрим два основных момента, отличающих процесс осаждения в электростатическом поле от гравитационного осаждения частиц в пылеосадительных камерах. Во-первых, неоднородность напряженности электрического поля между электродами и неод-

новременность приобретения частицей электрического заряда означают переменное значение электростатической силы, действующей на частицу в процессе ее осаждения. В трубчатых аппаратах напряженность электрического поля обратно пропорциональна радиусу $E \sim 1/r$, но рассчитать динамику приобретения поверхностью частицы электрического заряда оказывается весьма затруднительно.

Второе отличие электроосаждения от гравитационного состоит в ином влиянии размера частиц на величину скорости их осаждения. Действительно, количество электронов, которые могут оказаться на поверхности частиц, пропорционально величине этой поверхности. Следовательно, суммарный электрический заряд частицы пропорционален ее поверхности, а электростатическая сила $F_{эл}$ притяжения отрицательно заряженной частицы положительно заряженной трубой равна произведению локальной напряженности электрического поля E (В/м) на величину заряда частицы: $F_{эл} = k\pi d^2 e E$, где e – заряд электрона; k – коэффициент пропорциональности между числом электронов, захваченных поверхностью частицы, и площадью поверхности. Если, как и при анализе гравитационного осаждения, принять, что ускорением частицы можно пренебречь, то движение частиц приближенно можно описать на основе равенства силы $F_{эл}$ и силы гидродинамического сопротивления частицы при движении ее поперек газового потока: $k\pi d^2 e E = \xi(\pi/4)d^2\rho\bar{w}_{ос}^2/2$.

Осаждение мелких частиц происходит при ламинарном их обтекании газом, для которого коэффициент сопротивления обратно пропорционален величине критерия Рейнольдса $\xi = 24/Re$. Подстановка ξ в уравнение движения частицы дает: $\bar{w}_{ос} = keEd/(12\mu)$. Следовательно, при электроосаждении скорость осаждения пропорциональна первой степени диаметра частицы, а не квадрату ее диаметра, как это было при ламинарном гравитационном осаждении (см. формулу (2.5)). Отсюда следует, что по мере уменьшения размеров частиц скорость их гравитационного осаждения уменьшается значительно быстрее, чем при электроосаждении. Следовательно, мелкие частицы ($d < 10$ мкм) предпочтительнее осаждают в электростатическом поле. Однако при выборе способа очистки газов от пыли следует иметь в виду относительно высокие капитальные затраты при организации электроочистки, что обусловлено высокой стоимостью вспомогательного оборудования (высоковольтные трансформатор и выпрямитель переменного напряжения).

Конструкции самих камер электроосадителей несложны. *Трубчатые аппараты* представляют собой многие параллельные повторения элемента из трубы и центрального провода, показанного на рис. 2.22, а. В *пластинчатых электроосадителях* (см. рис. 2.22, б) используются все 100 % объема аппарата, а потому металлоемкость пластинчатых аппаратов меньше, чем трубчатых.

2.5. МОКРАЯ ОЧИСТКА ГАЗОВ

Очистку газов от частичек пыли и капелек тумана путем контакта газа с жидкостью используют в тех случаях, когда подлежащие очистке газовые потоки не имеют высокой температуры, при которой происходило бы значительное испарение или даже кипение жидкости.

Поверхностью контакта между газом и жидкостью может быть суммарная поверхность жидкой пленки, стекающей по слою твердой насадки типа керамических колец Рашига, или поверхность газовых пузырей в жидкости.

Основное требование к жидкости, используемой для мокрой очистки газов от пыли, – ее способность смачивать поверхность частиц, которые эта жидкость должна улавливать.

Конструкции аппаратов для мокрой газоочистки различны. *Полые распылительные скрубберы (уловители)* представляют собой вертикальные аппараты круглого сечения, в которых очищаемый запыленный газ может подаваться как сверху, так и снизу, а жидкость разбрызгивается в верхней части аппарата. Частицы пыли (или тумана) захватываются поверхностью падающих капелек, и так называемый шлам, т. е. жидкость с уловленными ею частицами, выводится из нижней части аппарата.

В *насадочных скрубберах* внутренний объем вертикальной колонны заполнен инертной насадкой (см. рис. 1.32), по развитой поверхности которой стекает пленка подаваемой сверху жидкости. Газовый поток проходит в зазорах между элементами насадки, при этом частицы пыли из газа захватываются пленкой жидкости и в нижней части скруббера вместе с жидкостью выводятся из аппарата.

Центробежные пленочные скрубберы, по существу, представляют собой циклоны (см. рис. 2.13), на внутреннюю поверхность корпуса которых сверху в виде пленки подается жидкость. Как и в обычном циклоне, центробежная сила отбрасывает частицы к стенке корпуса, где они поглощаются пленкой жидкости. При этом уменьшается опасность вторичного захвата пыли уже очищенным газовым потоком (см. центробежную очистку газов).

Барботажные (пенные) пылеуловители (рис. 2.23) используются для очистки газов с повышенным содержанием пыли. Запыленный газ ($G + T$) поступает под газораспределительную решетку 2, на которую подается жидкость ($Ж$). Запыленный газ барботирует через слой 3 жидкости и далее проходит через слой 4 образующейся пены. Частицы пыли захватываются поверхностью жидкости и отводятся в виде шлама ($Ш$) через сливной порог 5 и частично – с протечками через отверстия решетки.

Пенные пылеуловители обладают сравнительно высокой улавливающей способностью даже для весьма мелких частиц (частицы

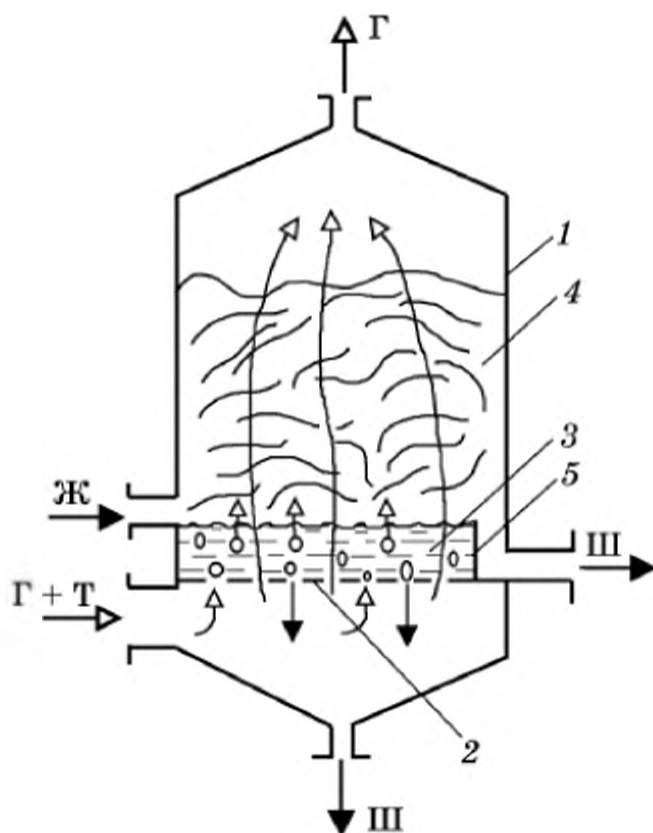


Рис. 2.23. Барботажный (пенный) пылеуловитель:

1 – корпус; 2 – газораспределительная решетка; 3 – слой жидкости; 4 – слой пены; 5 – переливной порог; Г + Т – запыленный газ; Ж – жидкость; Г – очищенный газ; Ш – шлам

размером 5 мкм улавливаются на 80–90 %), но отклонение скорости подаваемого под решетку газа от расчетного значения (3 м/с) может приводить либо к большому уносу пены газовым потоком, либо, наоборот, – к проливу жидкости через отверстия решетки.

В заключение отметим, что выбор того или иного метода гидромеханического разделения

неоднородных сред зависит от многих факторов: от требуемой эффективности разделения, исходной концентрации дисперсной фазы, среднего размера частиц и степени неоднородности частиц по их размерам, температуры поступающего на разделение гетерогенного потока, его химической агрессивности и т. п. В зависимости от преимуществ и недостатков каждого из способов разделения и по результатам технико-экономического анализа, т. е. определения капитальных, эксплуатационных и приведенных затрат (см. соотношение (1.84)) производится выбор того или иного способа разделения и размеров основных аппаратов.

Вопросы для самопроверки

1. Как классифицируются методы разделения неоднородных систем?
2. От каких сил зависит скорость гравитационного осаждения частиц?
3. Запишите уравнение скорости периодической фильтрации.
4. На основе каких экспериментальных данных определяются константы скорости фильтрации?
5. Каковы основные конструкции фильтров периодического и непрерывного действия?
6. Какие силы действуют на частицы при центробежном разделении?
7. Что такое фактор разделения центрифуг?
8. Какие существуют способы выгрузки осадков из фильтрующих и осадительных центрифуг?
9. Какие силы действуют на частицы при электроочистке запыленных газов?
10. Поясните принцип действия и перечислите основные виды мокрой очистки запыленных газов.

II

ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 3

ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА

Процессы теплообмена играют исключительно важную роль в любой отрасли техники, как, впрочем, и в природе. *Тепловое равновесие* существует при равенстве температур в рассматриваемой системе. Равновесное состояние – это состояние лишь предельно достижимое, строго говоря, за бесконечное время. Следовательно, на практике между телами или различными точками внутри одного тела всегда существует некоторая разность температур, которая является причиной (движущей силой) возникновения процесса теплообмена между этими телами или точками.

В промышленных процессах почти всегда возникает необходимость повышения или понижения температуры каких-либо веществ. Так, в химической технологии характер протекающих в химических реакторах процессов в значительной степени зависит от температурного уровня, поддерживаемого в реакторах. Температура влияет на выход продуктов реакции, обуславливает наличие или отсутствие побочных реакций, скорость реагирования и необходимые размеры реактора. От температуры могут зависеть физические и физико-химические свойства веществ (вязкость, теплоемкость, парциальные давления паров, растворимость, равновесные составы многокомпонентных смесей и т. п.). Для изменения значения температуры вещества или веществ, поддержания нужной температуры в реакторе или в ином аппарате необходимо подводить или отводить соответствующие количества теплоты.

Так, например, для поддержания температурного уровня в реакторе, где проводится экзотермическая реакция с выделением теплоты, следует отводить выделяющуюся теплоту из зоны реакции, а в некоторых случаях – еще и охлаждать продукты реакции. Количества подводимой или отводимой теплоты обычно несложно вычисляются из уравнений теплового баланса типа (3), для чего должны быть известны количества участвующих в конкретном

процессе веществ, их начальные и конечные температуры, теплоемкости, удельные теплоты возможных фазовых переходов или химических реакций, если таковые происходят в рассматриваемом процессе.

Сложнее найти *скорость* (интенсивность) *процессов теплообмена*, от которой зависят величины необходимых поверхностей теплообмена, что определяет размеры, а следовательно, и стоимость теплообменного оборудования.

Таким образом, весьма существенно умение вычислять значение разностей температур и другие величины, определяющие скорость процессов теплообмена, чтобы находить значения необходимых теплообменных поверхностей. Ввиду сложности реальных процессов теплообмена это оказывается непростой задачей.

3.1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВИДЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОТЫ. ТЕПЛООТДАЧА

Все сколь угодно сложные процессы обмена теплотой в природе и в технике представляют собой комбинацию всего трех элементарных процессов переноса: теплопроводности (кондукции), конвективного переноса и переноса электромагнитным излучением (лучистый перенос).

Теплопроводностью называют перенос теплоты вследствие обмена энергией теплового движения между структурными частицами вещества. Так, в газах, парах или в капельных жидкостях более высокая температура в одной точке означает большую среднюю кинетическую энергию движения молекул вещества в этой точке по сравнению с соседней точкой, где температура ниже и, следовательно, где меньше энергия теплового движения молекул. Молекулы с большей энергией, сталкиваясь с молекулами, средняя тепловая скорость движения которых меньше, передают им часть своей кинетической энергии, что и означает перенос теплоты от более нагретой точки к менее нагретой. В твердых телах с кристаллической ионной структурой (например, NaCl) передается энергия колебательного движения ионов кристаллической решетки.

Существенно, что величина потока теплоты в любой точке пропорциональна значению градиента температуры в этой точке. Кроме того, поток теплоты за счет теплопроводности \vec{q}_T , Вт/м², зависит еще и от способности данного вещества проводить теплоту, т. е. от его теплопроводности.

В курсе молекулярной физики для газов и паров выводится *закон теплопроводности Фурье*:

$$\vec{q}_T = -\lambda \operatorname{grad} t, \quad (3.1)$$

где $\text{grad } t$ – градиент температуры (в прямоугольной системе координат $\text{grad } t = (\partial t / \partial x)\vec{i} + (\partial t / \partial y)\vec{j} + (\partial t / \partial z)\vec{k}$, где, \vec{i} , \vec{j} и \vec{k} – единичные векторы в направлении декартовых осей x , y и z); λ – коэффициент теплопроводности вещества.

Знак минус в уравнении (3.1) соответствует тому, что вектор потока теплоты \vec{q}_τ положителен в направлении отрицательного градиента, т. е. теплота распространяется в направлении уменьшающейся температуры, что является следствием второго закона термодинамики. Заметим, что закон теплопроводности (3.1) представляет собой частный случай кинетического закона диффузионного переноса субстанции (6).

Таким образом, согласно (3.1), поток теплоты за счет механизма теплопроводности тем больше, чем значительнее изменяется температура, причем направление потока \vec{q}_τ соответствует направлению вектора $\text{grad } t$ или, что то же, – направлению наибольшего уменьшения температуры, т. е. большие разности температур на малых расстояниях обуславливают значительные потоки теплоты. Существенно, что закон теплопроводности (3.1) имеет так называемый *локальный характер*, т. е. величина кондуктивного потока теплоты \vec{q}_τ зависит только от градиента температуры и теплопроводности вещества в данной точке, а ситуация в соседних точках влияет на \vec{q}_τ не непосредственно, а только через локальное значение градиента температуры.

Значения коэффициентов теплопроводности веществ λ , как это следует из уравнения (3.1), соответствуют тому количеству теплоты, которое проходит в единицу времени через 1 м^2 поверхности, нормальной потоку, при градиенте температуры в один градус на 1 м в направлении потока. Из закона теплопроводности (3.1) также следует и размерность коэффициента теплопроводности: $[\lambda] = [q_\tau] / [\text{grad } t] = (\text{Вт}/\text{м}^2) / (\text{К}/\text{м}) = \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Для различных веществ способность кондуктивно проводить теплоту весьма различна, что связано с разными структурными свойствами веществ. Так, для металлов значения теплопроводности находятся в пределах от нескольких единиц до $420 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ (серебро); для большинства теплоизоляционных материалов $\lambda = 0,06 - 3,0 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; для капельных жидкостей $\lambda = 0,09 - 0,7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; наименьшей теплопроводностью обладают газы и пары, для которых $\lambda = 0,02 - 0,6 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Для различных веществ теплопроводность по-разному зависит от температуры, наличия примесей, порозности твердых теплоизоляционных материалов и т. п. Экспериментально определяемые значения коэффициентов теплопроводности конкретных веществ приводятся в справочной литературе.

Существенно, что для смеси любых веществ (газов, паров, капельных жидкостей или твердых веществ) свойство теплопроводности не является аддитивным, т. е. для смесей веществ нельзя рассчитывать λ как среднюю величину теплопроводностей составляющих компонентов даже с учетом доли каждого компонента в смеси.

Перенос теплоты только теплопроводностью реализуется лишь в твердых, непористых веществах, в тонких неподвижных слоях текучих сред (газов, паров, капельных жидкостей).

Конвективным механизмом переноса теплоты называют перенос энтальпии самой движущейся средой:

$$\vec{q}_k = \rho \vec{w} I = \rho \vec{w} c t, \quad (3.2)$$

где \vec{q}_k – вектор конвективного потока теплоты, Вт/м²; ρ – плотность движущейся среды, кг/м³; \vec{w} – вектор скорости движения текучей среды, м/с; I – удельная энтальпия вещества, Дж/кг; c – удельная теплоемкость вещества, Дж/(кг · К); t – температура, °С.

Соотношение (3.2) представляет собой одну из разновидностей формул конвективного переноса субстанции (5).

Согласно соотношению (3.2) интенсивность конвективного переноса теплоты также является величиной локальной, т. е. зависящей только от значений скорости и температуры в рассматриваемой точке движущейся текучей среды. Полезно отметить, что поток конвективно переносимой теплоты не зависит от градиента температуры и теплопроводности вещества.

В большинстве случаев при обычно принятых для промышленной аппаратуры значениях скоростей движения потоков газов, паров или капельных жидкостей перенос теплоты за счет конвекции значительно превосходит перенос за счет теплопроводности, т. е. $q_k \gg q_t$. Однако вблизи неподвижной твердой поверхности, где скорость вязкой жидкости w быстро уменьшается до нулевого значения на самой поверхности (см. первое равенство (1.51)), соотношение значений q_k и q_t существенно изменяется в пользу теплопроводности. В пределах ламинарного пристенного слоя жидкости конвективный перенос теплоты поперек слоя равен нулю, так как в поперечном направлении текучая среда в ламинарном слое не перемещается и, согласно соотношению (3.2), конвективный перенос в этом направлении отсутствует.

В турбулентных потоках (см. гл. 1), т. е. вне пределов пристенных слоев, имеет место относительно мощный перенос теплоты турбулентно пульсирующими объемчиками движущейся среды. Если рассматривать отдельный хаотически пульсирующий объемчик, то такой перенос соответствует конвективному механизму переноса со скоростью, равной скорости пульсационного движения объемчика. Однако практический

интерес представляет суммарный перенос теплоты всеми пульсирующими объемчиками, движение которых носит статистически распределенный характер по значениям пульсационных скоростей, по длинам свободного пробега объемчиков и по их размерам. По этой причине, принимая формальную аналогию турбулентного движения с тепловым движением молекул, перенос теплоты за счет турбулентных пульсаций ($q_{\text{турб}}$) можно записать в форме закона теплопроводности (3.1):

$$\vec{q}_{\text{турб}} = -\lambda_{\text{турб}} \text{grad } t, \quad (3.3)$$

где t – усредненная в рассматриваемой точке турбулентного потока локальная температура, °С; $\lambda_{\text{турб}}$ – так называемая *турбулентная теплопроводность*, которая, однако, в значительно большей степени зависит от интенсивности турбулентности в потоке, чем от теплопроводных свойств самого вещества потока. Оценки показывают, что в направлении, перпендикулярном общему движению турбулентного потока, значение $q_{\text{турб}}$ достаточно велико, чтобы можно было считать температуру потока в поперечном направлении практически одинаковой по всему сечению потока за исключением относительно тонких пристенных слоев.

Лучистый теплообмен – это излучение электромагнитных волн одним телом и поглощение излучения другим телом. Проще всего представить себе излучение и поглощение поверхностью твердого тела. Излучают и поглощают также и поверхности капельных жидкостей, и газовые объемы.

Твердые и жидкие тела излучают электромагнитную энергию своей поверхностью во всем диапазоне длин волн, однако интенсивность излучения разных длин волн неодинакова. Аналогично поверхности тел поглощают не все излучение в одинаковой степени. Так, вода и другие жидкости (прозрачные), а также некоторые твердые тела типа стекла или кварца практически не поглощают световую часть спектра своей поверхностью.

Газы и пары излучают и поглощают излучение в определенных участках (полосах) спектра электромагнитных волн, причем и излучение и поглощение производится одновременно всем объемом газа или пара.

Согласно известным законам *Стефана – Больцмана* и *Кирхгофа* интенсивность общего лучистого потока $q_{\text{л}}$, Вт/м², зависит от четвертой степени абсолютной температуры T , К, излучающего тела (вещества) и от его излучательной способности:

$$q_{\text{л}} = 5,67 \cdot 10^{-8} \epsilon T^4, \quad (3.4)$$

где $\epsilon < 1$ – так называемый *коэффициент излучательной способности* вещества (*степень черноты*) по отношению к максимально возможному излучению абсолютно черного тела при той же температуре. Для абсолютно черного тела $\epsilon = 1$. Экспериментально определяемые значения ϵ для различных веществ приводятся в справочной литературе.

Уравнение (3.4) справедливо также и для объемного излучения газами или парами, но в этих случаях значение коэффициента ε оказывается зависящим от произведения толщины газового слоя и парциального давления излучающего газа и дополнительно – от его температуры.

Длина электромагнитных волн, на которую приходится максимум излучения, согласно известному *закону смещения Вина*, обратно пропорциональна абсолютной температуре излучающего тела. Следовательно, чем выше температура излучающего тела, тем в более короткой области длин волн лежит максимум излучения. При обычных для промышленных аппаратов температурах, редко превышающих 1000°C , максимум излучения лежит в инфракрасной области спектра с длиной волны от 10^{-3} до $0,2$ мм.

Поскольку по мере уменьшения температуры значения q_λ быстро убывают, то лучистый теплообмен становится заметным по сравнению с конвективным и кондуктивным обычно лишь при температурах выше $400\text{--}500^\circ\text{C}$. Исключение составляет теплообмен в вакууме, где ввиду отсутствия среды нет ни теплопроводности, ни конвективного теплообмена.

В наиболее простом случае лучистого теплообмена между двумя параллельными и бесконечно протяженными пластинами, когда можно пренебречь поглощением и излучением находящейся между ними газовой или иной среды, поток теплоты от поверхности с температурой T_1 и излучательной (одновременно и поглощательной) способностью ε_1 к поверхности с аналогичными величинами T_2 ($T_2 \leq T_1$) и ε_2 зависит от разности четвертых степеней абсолютных температур:

$$q_\lambda = 5,67\varepsilon_{\text{пр}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (3.5)$$

где $\varepsilon_{\text{пр}} = (1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1)^{-1}$ – так называемая *приведенная степень черноты* системы двух параллельных поверхностей.

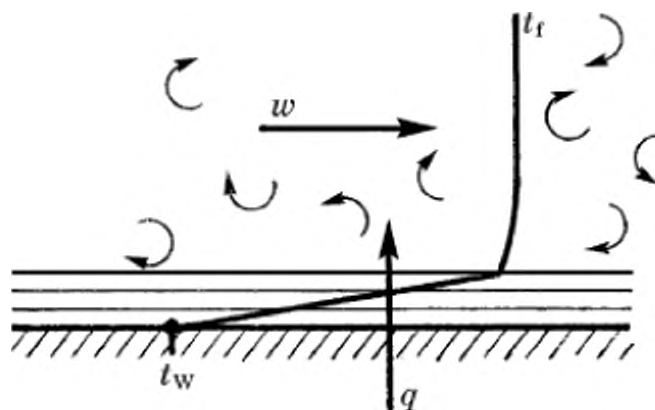
Иное взаимное расположение излучающих и поглощающих поверхностей усложняет расчет лучистого теплообмена.

Для практического анализа интенсивности теплообменных процессов исключительно большое значение имеет так называемый процесс *теплоотдачи*, т. е. обмен теплотой между потоком *теплоносителя* (горячего или холодного) и твердой поверхностью (стенкой), с которой этот теплоноситель непосредственно контактирует. Установлено, что количество теплоты, которое отдает, например, горячая поверхность с температурой t_w охлаждающему потоку текучей среды с температурой t_f , пропорционально разности этих температур (рис. 3.1):

$$q = \alpha (t_w - t_f), \quad (3.6)$$

где α – так называемый *коэффициент теплоотдачи*, значение которого сложным образом зависит от большого числа факторов,

Рис. 3.1. Распределение температуры теплоносителя вблизи неподвижной стенки



в свою очередь определяющих гидродинамическую и тепловую ситуацию в потоке теплоносителя в непосредственной близости от стенки. Значение коэффициента теплоотдачи α соответствует

количеству теплоты, которой в единицу времени обмениваются теплоноситель и поверхность стенки в 1 м^2 при разности температур стенки и теплоносителя в 1°C (К). Коэффициент теплоотдачи α имеет и соответствующую размерность: $[\alpha] = [q]/[t_w - t_f] = (\text{Дж}/(\text{с} \cdot \text{м}^2))/\text{К} = \text{Дж}/(\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}) = \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Численные значения коэффициентов теплоотдачи α определяются экспериментально, и для типовых случаев конвективной теплоотдачи имеются соответствующие обобщенные расчетные соотношения. Более подробный анализ процессов конвективной теплоотдачи представлен в последующих разделах этой главы.

Теплоотдача не является еще одним элементарным видом переноса теплоты подобно теплопроводности, конвективному и лучистому переносам, а *уравнение теплоотдачи* (3.6) представляет собой традиционную форму представления потока теплоты между твердой поверхностью и текучим теплоносителем. В этой форме записи выделяется в качестве отдельного сомножителя разность температур стенки и теплоносителя ($t_w - t_f$); сам же процесс теплоотдачи включает и конвективный и кондуктивный механизмы переноса теплоты, а при высоких температурах – еще и лучистый перенос.

3.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Внутри твердых тел, не обладающих внутренней пористой структурой, перенос теплоты возможен лишь путем теплопроводности (внутри пор возможен дополнительный перенос за счет конвекции находящейся в порах среды, а также лучистый перенос между внутренними стенками пор). Таким образом, задачи теплопроводности сводятся к решению уравнения кондуктивного переноса теплоты (3.1) применительно к конкретным условиям теплообменного процесса.

3.2.1. СТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Стационарной теплопроводностью называют процессы переноса теплоты внутри твердого тела при установившихся во времени температурах и тепловых потоках в каждой точке внутри тела и на его поверхности.

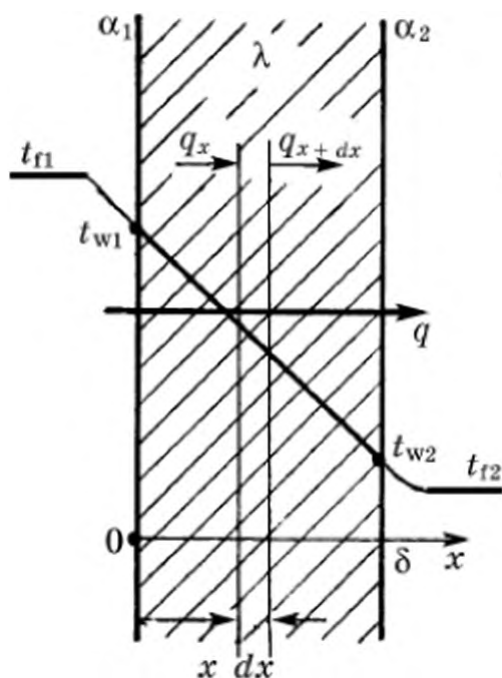


Рис. 3.2. Распределение температуры поперек плоской стенки при стационарном режиме теплопроводности

Рассмотрим самую простую задачу стационарного переноса теплоты поперек плоской стенки толщиной δ с коэффициентом теплопроводности материала стенки λ . Температуры теплоносителей (сред) с обеих сторон от стенки t_{f1} и t_{f2} считаются известными (рис. 3.2). Будем также полагать, что значения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 с обеих сторон стенки известны. Ось x естественно направить поперек стенки, так как только в этом на-

правлении происходит изменение температуры внутри плоской стенки; начало координат удобнее поместить, например, на левой поверхности стенки.

Уравнение, описывающее искомое распределение температуры поперек стенки, по физическому смыслу представляет собой закон сохранения теплоты, примененный здесь для элементарного плоского слоя толщиной dx . Согласно закону сохранения энергии в форме общего соотношения (1) для стационарного ($\partial M / \partial \tau = \partial t / \partial \tau = 0$) процесса количество теплоты, входящее через 1 м^2 поперечного сечения стенки в элементарный слой слева, q_x , равно количеству q_{x+dx} , выходящему из этого слоя справа: $q_x = q_{x+dx}$. При этом полагается отсутствие внутреннего тепловыделения за счет процессов фазового перехода, химических реакций или прохождения электрического тока и т. п.

Величины входящего q_x и выходящего q_{x+dx} потоков теплоты выражаются согласно закону теплопроводности Фурье (3.1), в котором градиенты температуры в условиях рассматриваемой одномерной задачи соответствуют производной температуры по единственной координате в точках x и $x + dx$: $q_x = -\lambda \frac{dt}{dx} \Big|_x$ и

$q_{x+dx} = -\lambda \frac{dt}{dx} \Big|_{x+dx}$. Таким образом, искомое дифференциальное

уравнение закона сохранения теплоты для элементарного слоя, мысленно выделенного внутри стенки, имеет вид

$$-\lambda \frac{dt}{dx} \Big|_x = -\lambda \frac{dt}{dx} \Big|_{x+dx} . \quad (3.7)$$

Значение производной в точке с координатой $x + dx$ выражается через производную температуры в точке с координатой x , согласно формуле (8) разложения функций в степенной ряд Тейлора:

$$\left. \frac{dt}{dx} \right|_{x+dx} = \left. \frac{dt}{dx} \right|_x + \left. \frac{d}{dx} \left(\left. \frac{dt}{dx} \right|_x \right) dx + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2}{dx^2} \left(\left. \frac{dt}{dx} \right|_x \right) dx^2 + \dots \quad (3.8)$$

Отбрасывая слагаемые второго и более высокого порядка малости и подставляя упрощенное таким образом соотношение (3.8) в равенство (3.7), получим

$$-\lambda \left. \frac{dt}{dx} \right|_x = -\lambda \left[\left. \frac{dt}{dx} \right|_x + \left. \frac{d^2 t}{dx^2} \right|_x dx \right]. \quad (3.9)$$

Поскольку подстрочный индекс x теперь один, то его можно опустить, и тогда после очевидных упрощений в уравнении баланса теплоты (3.9) остается только превышение выходящего потока теплоты над входящим, которое в данном случае естественно оказывается нулевым, поскольку по условию стационарности рассматриваемой задачи входящий и выходящий потоки теплоты должны быть одинаковыми:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0. \quad (3.10)$$

Интегрирование дифференциального уравнения (3.10) приводит к линейному распределению температуры поперек плоской стенки:

$$t = C_1 x + C_2. \quad (3.11)$$

Константы интегрирования C_1 и C_2 находятся из граничных условий на одной и на другой поверхностях стенки. Граничные условия формулируются из следующих физических соображений: поток теплоты, подводимый от горячего теплоносителя к левой поверхности стен за счет конвективной теплоотдачи (уравнение (3.6)), равен потоку теплоты, входящему в стенку через ее левую поверхность за счет механизма теплопроводности:

$$\alpha_1 (t_{f1} - t|_{x=0}) = -\lambda \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=0}. \quad (3.12)$$

Значения температуры стенки $t_{w1} = t|_{x=0}$ и градиента температуры $(dt/dx)_{x=0}$ на левой поверхности еще неизвестны, но они будут вычислены после решения задачи, т. е. после нахождения

явного вида стационарного профиля температуры поперек стенки $t(x)$.

Для правой поверхности (при $x = \delta$) аналогично записывается равенство теплоты, подводимой к этой поверхности теплопроводностью изнутри стенки, и теплоты, отводимой от поверхности за счет конвективной теплоотдачи ко второму теплоносителю:

$$-\lambda \frac{dt}{dx} \Big|_{x=\delta} = \alpha_2 (t|_{x=\delta} - t_{f2}). \quad (3.13)$$

Подстановка линейного профиля температуры (3.11) в граничные условия (3.12) и (3.13) дает систему двух алгебраических уравнений для определения констант C_1 и C_2 :

$$\alpha_1(t_{f1} - C_2) = -\lambda C_1; \quad -\lambda C_1 = \alpha_2[(C_1\delta + C_2) - t_{f2}]. \quad (3.14)$$

Определение C_1 и C_2 и подстановка их в (3.11) дает окончательное решение рассматриваемой задачи стационарной теплопроводности для плоской стенки:

$$t(x) = t_{f1} - \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\lambda(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)} \left(\frac{\lambda}{\alpha_1} + x \right) \quad (3.15)$$

Подстановкой $x = 0$ и $x = \delta$ из (3.15) легко получаются температуры для левой и правой поверхностей стенки: $t_{w1} = t|_{x=0}$ и $t_{w2} = t|_{x=\delta}$.

Для инженерных расчетов обычно бывает важнее найти выражение для потока теплоты поперек стенки, которое получается вычислением производной dt/dx и подстановкой ее значения в закон теплопроводности (3.1):

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} = -\lambda \left[-\frac{t_{f1} - t_{f2}}{\lambda(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)} \cdot 1 \right] = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (3.16)$$

В знаменателе полученного выражения суммируются *термические сопротивления* процессу переноса теплоты от первого теплоносителя ко второму: сопротивление переносу от первого теплоносителя к контактирующей с ним поверхности ($1/\alpha_1$), сопротивление самой стенки (δ/λ) и термическое сопротивление переносу теплоты от правой поверхности ко второму теплоносителю ($1/\alpha_2$).

В частном случае, когда термическое сопротивление переносу теплоты поперек самой стенки значительно превышает сумму обоих внешних сопротивлений $\delta/\lambda \gg 1/\alpha_1 + 1/\alpha_2$ или, иначе говоря, когда

Рис. 3.3. Стационарная теплопроводность двухслойной плоской стенки

наружные термические сопротивления пренебрежимо малы, выражение (3.16) для потока теплоты поперек стенки значительно упрощается:

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\delta/\lambda} = \frac{t_{w1} - t_{w2}}{\delta/\lambda}. \quad (3.16a)$$

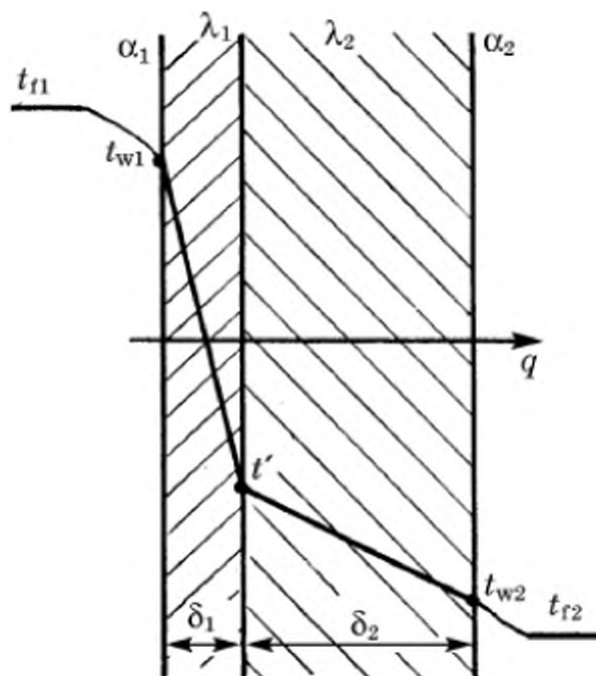
При этом температуры поверхностей стенок t_{w1} и t_{w2} становятся равными температурам соответствующих теплоносителей: $t_{w1} = t_{f1}$ и $t_{w2} = t_{f2}$, что является следствием отсутствия наружных термических сопротивлений $1/\alpha_1 \rightarrow 0$ и $1/\alpha_2 \rightarrow 0$. Можно сказать иначе: температуры наружных поверхностей в принятом предельном случае стремятся к значениям температур теплоносителей вследствие стремления к бесконечности коэффициентов теплоотдачи $\alpha_1 \rightarrow \infty$ и $\alpha_2 \rightarrow \infty$, имеющих физический смысл *термических проводимостей* при переносе теплоты между теплоносителями и наружными поверхностями.

На практике поток теплоты часто проходит поперек *многослойной стенки*. Так, например, стальная стенка химического реактора изнутри может быть покрыта защитным слоем эмали, а снаружи – слоем теплоизоляционного материала. Рассмотрим задачу о теплопроводности через многослойную стенку в упрощенной постановке: пусть необходимо определить лишь величину стационарного теплового потока поперек двухслойной стенки, без аналитического нахождения полей температуры поперек всех стенок.

Для этого используем полученные результаты расчетов (3.16), (3.16a) применительно к двухслойной стенке (рис. 3.3) и выразим поток теплоты q , одинаковый для всех четырех сопротивлений, как поток, входящий от первого теплоносителя с температурой t_{f1} к контактирующей с ним поверхности, затем как поток, проходящий поперек левой, а затем и поперек правой стенки, и, наконец, как поток от правой поверхности к теплоносителю с температурой t_{f2} :

$$q = \alpha_1(t_{f1} - t_{w1}) = \frac{t_{w1} - t'}{\delta_1/\lambda_1} = \frac{t' - t_{w2}}{\delta_2/\lambda_2} = \alpha_2(t_{w2} - t_{f2}), \quad (3.17)$$

где t_{w1} , t_{w2} и t' – температуры поверхностей стенок (см. рис. 3.3), значения которых пока неизвестны.



Решим каждое из четырех уравнений системы (3.17) относительно разностей температур:

$$\begin{cases} t_{f1} - t_{w1} = q(1/\alpha_1), \\ t_{w1} - t' = q(\delta_1/\lambda_1), \\ t' - t_{w2} = q(\delta_2/\lambda_2), \\ t_{w2} - t_{f2} = q(1/\alpha_2). \end{cases} \quad (3.18)$$

Сложение левых и правых частей уравнений системы (3.18) позволяет исключить неизвестные промежуточные температуры поверхностей и получить выражение для потока теплоты:

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + 1/\alpha_2}. \quad (3.19)$$

Формула (3.19) дает возможность находить величину теплового потока поперек двухслойной стенки по известным значениям температур теплоносителей и величинам, характеризующим термические сопротивления системы. После вычисления теплового потока q из системы уравнений (3.18) последовательно находят промежуточные температуры t_{w1} , t' и t_{w2} .

Полезно отметить, что структура формулы (3.19) аналогична выражению закона Ома для четырех последовательных электрических сопротивлений, что физически объясняется аналогией градиентных законов переноса теплоты (3.1) и электрического заряда (закон Ома в дифференциальной форме состоит в пропорциональности потока электрических зарядов произведению градиента электрического потенциала и коэффициента электропроводности среды).

Легко представить себе, что если стенок будет не одна или две, а большее число, скажем, n штук, то в формуле для теплового потока это обстоятельство будет учтено соответствующим добавлением слагаемых в суммарную величину общего термического сопротивления системы:

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_2}. \quad (3.20)$$

Знаменатель соотношения (3.20) имеет смысл общего термического сопротивления системы R_T , $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$; величина, обратная R_T , имеет смысл *термической проводимости* системы $K = 1/R_T$, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ и называется *коэффициентом теплопередачи* (см. соотношение (3.21)).

Соотношение (3.20) определяет тепловую мощность, проходящую через 1 м^2 площади многослойной стенки. Естественно, что

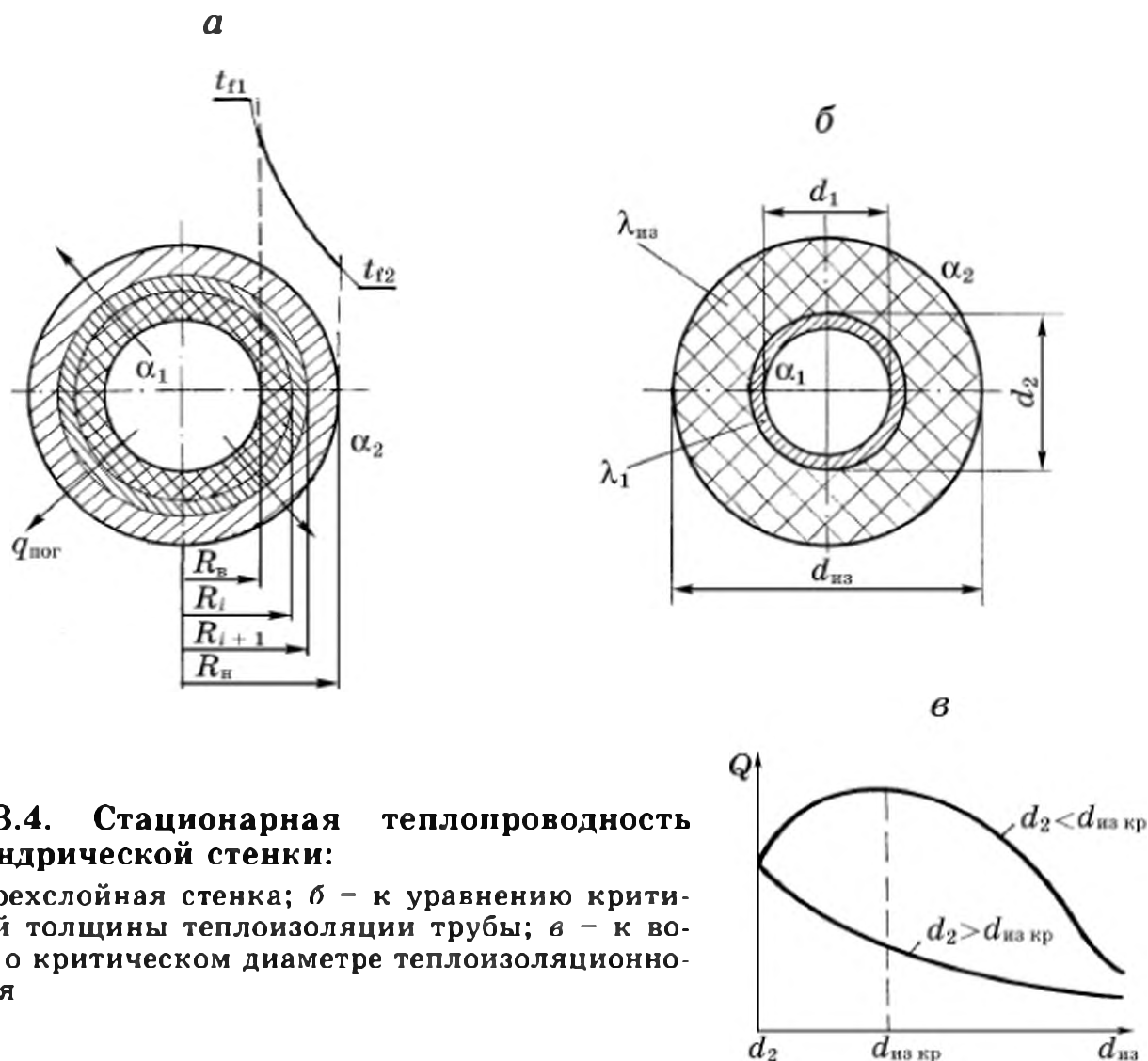


Рис. 3.4. Стационарная теплопроводность цилиндрической стенки:

а – трехслойная стенка; *б* – к уравнению критической толщины теплоизоляции трубы; *в* – к вопросу о критическом диаметре теплоизоляционного слоя

полная тепловая мощность, проходящая через общую поверхность (F , м²), $Q = qF$, Вт. Тогда равенство (3.20) может быть записано в форме

$$Q = K(t_{f1} - t_{f2})F, \text{ Вт}, \quad (3.21)$$

где $K = \left(1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i) + 1/\alpha_2 \right)^{-1}$, Вт/(м² · К) – коэффициент тепло-

передачи, представляющий собой термическую проводимость пути, по которому теплота переходит от горячего теплоносителя к холодному.

Аналогично может быть получена (здесь приводится без вывода) формула для стационарного потока теплоты поперек многослойной цилиндрической стенки (рис. 3.4, *а*):

$$q_{\text{пог}} = \frac{2\pi(t_{f1} - t_{f2})}{1/(\alpha_1 R_{\text{в}}) + \sum_{i=1}^n (1/\lambda_i) \ln(R_{i+1}/R_i) + 1/(\alpha_2 R_{\text{н}})}, \quad (3.22)$$

где $q_{\text{пог}}$ – количество теплоты, проходящее поперек стенки цилиндрической формы длиной 1 м, Вт/м; α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи от внутреннего теплоносителя к внутренней поверхности многослойной

цилиндрической стенки с радиусом R_n , м, и от наружной поверхности радиусом R_n , м, к наружному теплоносителю, Вт/(м² · К); λ_i , R_i и R_{i-1} – теплопроводность (Вт/(м · К)), внутренний и наружный радиусы i -й цилиндрической стенки.

Формула (3.22) важна для расчета теплообмена толстостенных многослойных труб и реакторов цилиндрической формы.

Стационарный профиль температуры поперек цилиндрической стенки оказывается логарифмическим, а не прямолинейным, как для плоской стенки. Непрямолинейный характер профиля обусловлен тем, что количество теплоты, проходящее через цилиндрическую поверхность произвольного радиуса, записывается, согласно закону теплопроводности (3.1): $Q = -\lambda(dt/dr) \cdot 2\pi r \cdot 1$, Вт. Количество теплоты постоянно при любом текущем значении радиуса r . Отсюда, собственно, и следует, что значение градиента температуры должно быть обратно пропорциональным радиусу: $dt/dr \sim 1/r$, а не постоянным, как это было при решении задачи о теплопроводности поперек плоской стенки.

Знаменатель формулы (3.22) имеет смысл термического сопротивления многослойной цилиндрической стенки. Запишем его для двухслойной стенки отдельно и перейдем от радиусов к диаметрам, как это делается при практических расчетах, целью которых является определение необходимой толщины теплоизоляционного слоя трубы (рис. 3.4, б):

$$R_{т.ц} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_{из}}.$$

Из последнего выражения видно, что наружный диаметр теплоизоляционного слоя $d_{из}$ влияет на два последних слагаемых, в первом из которых увеличение $d_{из}$ естественным образом увеличивает термическое сопротивление теплоизоляционного слоя, а во втором, наоборот, увеличение $d_{из}$ снижает термическое сопротивление внешней теплоотдачи за счет увеличения наружной теплоотдающей поверхности. Как и в большинстве случаев, наличие двух противоположных влияний может привести к существованию экстремума.

Дифференцируя суммарное термическое сопротивление $R_{т.ц}$ по величине наружного диаметра теплоизоляционного слоя $d_{из}$ и приравняв к нулю производную $\partial R_{т.ц} / \partial d_{из} = (1/2\lambda_{из})(1/d_{из}) - 1/(\alpha_2 d_{из}^2) = 0$, получим выражение для определения величины так называемого *критического диаметра теплоизоляционного слоя*:

$$d_{из.кр} = 2\lambda_{из}/\alpha_2,$$

которое, кстати, не зависит от коэффициента теплоотдачи α_1 внутри трубы и от ее диаметров d_1 и d_2 .

Непосредственное вычисление второй производной дает: $\partial^2 R_{т.ц} / \partial d_{из}^2 = \alpha_2^2 / (8\lambda_{из}^3) > 0$, т. е. при $d_{из} = d_{из.кр}$ имеет место минимальное значение суммарного термического сопротивления двойного цилиндрического слоя;

следовательно, при этом значении диаметра теплоизоляционного слоя тепловые потери будут максимальными.

Таким образом, если вычисленное значение $d_{\text{из.кр}}$ окажется больше наружного диаметра d_2 трубы, которую предполагается теплоизолировать ($d_{\text{из.кр}} > d_2$), то первые же слои изоляционного материала на поверхности трубы будут не снижать, а, наоборот, – увеличивать тепловые потери. И только при диаметре теплоизоляционного слоя, большем $d_{\text{из.кр}}$, начинается уменьшение теплоотвода (рис. 3.4, в). Если расчет покажет, что $d_{\text{из.кр}} < d_2$, то уже наличие первых слоев изоляции приведет к уменьшению тепловых потерь.

Эффект критической величины теплоизоляционного слоя успешно используется при проектировании мощных электропередающих линий, где наличие электроизоляционного слоя одновременно улучшает процесс отвода теплоты, выделяющейся в цилиндрическом теле электропровода.

Поперек *стенки сферической формы* стационарный профиль температуры также имеет не прямолинейный, а гиперболический характер, а выражение для количества теплоты, проходящей через многослойную сферическую стенку, имеет вид (здесь приводится без вывода):

$$Q = \frac{4\pi(t_{f1} - t_{f2})}{1/(\alpha_1 R_b^2) + \sum_{i=1}^n (1/\lambda_i)(1/R_i - 1/R_{i+1}) + 1/(\alpha_2 R_n^2)}, \quad (3.23)$$

где обозначения те же, что и для цилиндрических стенок на рис. 3.4, а и в формуле (3.22).

Формула (3.23) используется для расчета тепловых потоков, например, через теплоизолированные сферические крышки аппаратов.

3.2.2. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В промышленной практике часто приходится нагревать или охлаждать те или иные твердые тела. Таковы, например, процессы обжига и последующего охлаждения изделий или дисперсных материалов. При периодической работе аппаратов их тепловая изоляция также периодически нагревается и затем охлаждается. Даже при непрерывном нагревании (охлаждении) потока дисперсного материала каждая отдельная поступающая в зону термообработки частица прогревается в режиме нестационарной теплопроводности. Продолжительность процессов прогрева или охлаждения твердых материалов нередко является стадией, определяющей общее время технологического процесса.

В качестве наиболее простого примера рассмотрим процесс охлаждения одномерного тела плоской формы, равномерно прогретого в начальный момент времени ($\tau = 0$) до температуры t_0 и симметрично охлаждающегося при температуре окружающей среды t_f и коэффициентах теплоотдачи α от наружных поверхностей к окружающей среде (рис. 3.5).

Вначале выведем дифференциальное уравнение, описывающее нестационарное распределение температуры внутри пластины. По физическому смыслу такое уравнение представляет собой баланс теплоты для произвольного элементарного слоя dx внутри рассматриваемой стенки. Поскольку анализируется нестационарный процесс, то разность между теплотой,

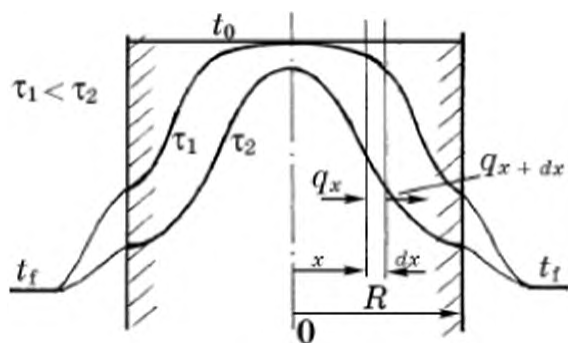


Рис. 3.5. К задаче нестационарного охлаждения твердого тела плоской формы

входящей в элементарный слой q_x и выходящей из него q_{x+dx} , равна теперь уже не нулю, как это было в стационарном процессе, а скорости изменения количества теплоты в рассматриваемом слое:

$$q_x - q_{x+dx} = \frac{\partial(c\rho t)}{\partial \tau} \cdot dx$$

Вновь подставляя значения тепловых потоков q_x и q_{x+dx} , согласно закону теплопроводности (3.1) (см. вывод уравнения стационарной теплопроводности (3.7)–(3.10)), представляя выходящий поток $q_{x+dx} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x+dx}$ в форме

ряда Тейлора, проводя аналогичные упрощения и вынося постоянные величины теплоемкости c и плотности ρ за знак производной по времени, получим

$$\lambda(\partial^2 t / \partial x^2) = c\rho(\partial t / \partial \tau), \text{ или } \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad (3.24)$$

где $a = \lambda / (c\rho)$, $\text{м}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности материала стенки, характеризующий материал с точки зрения скорости изменения в нем нестационарного температурного поля.

Дифференциальное уравнение нестационарной теплопроводности (3.24) представляет собой уравнение второго порядка в частных производных; при его интегрировании появятся три константы интегрирования, для определения которых необходимы три независимых условия однозначности. Такие условия (одно по времени и два по координате) должны быть сформулированы как независимая от самого дифференциального уравнения дополнительная физическая информация о рассматриваемом процессе.

Начальным условием здесь служит известное (в данном случае – постоянное) распределение температуры в стенке в начальный момент времени ее охлаждения:

$$t|_{\tau=0} = t_0. \quad (3.25)$$

Граничные условия на наружных поверхностях симметричны и поэтому, по существу, являются одним условием, которое состоит, как это было и при стационарной теплопроводности, в равенстве количеств кондуктивно подводимой теплоты изнутри материала к его наружной поверхности и отводимой от этой поверхности теплоты за счет конвективной теплоотдачи:

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \Big|_{x=\pm R} = \alpha(t|_{x=\pm R} - t_f). \quad (3.26)$$

Второе граничное условие – это симметричность искомого температурного профиля. Действительно, поскольку само рассматриваемое тело, начальное распределение температуры и условия охлаждения симметричны относительно центральной плоскости при $x = 0$, то и в любой момент времени охлаждения искомого распределение температуры в теле плоской формы должно быть симметричным. При охлаждении такое условие означает максимальное значение температуры в плоскости симметрии, т. е. при $x = 0$:

$$\left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (3.27)$$

Таким образом, дифференциальное уравнение нестационарной теплопроводности (3.24) и условия однозначности (3.25)–(3.27) представляют собой замкнутое математическое описание процесса охлаждения тела плоской формы.

Рассмотрим задачу об охлаждении тела плоской формы и решение ее классическим методом разделения переменных (метод Фурье).

Для сокращения некоторых записей и с целью получения решения в обобщенном виде в качестве искомой функции полезно использовать относительную (по отношению к полной амплитуде изменения температуры) избыточную (по отношению к температуре окружающей среды) температуру $\theta(\tau, x) = (t(\tau, x) - t_f)/(t_0 - t_f)$. При этом математическое описание (3.24)–(3.27) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} &= a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}; \\ \theta|_{\tau=0} &= 1; \quad -\lambda \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=R} = \alpha \theta|_{x=R}; \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Согласно известному из курса высшей математики методу разделения переменных, предполагается, что искомая функция θ двух переменных τ и x может быть представлена в форме произведения двух функций T и X , каждая из которых зависит только от одной из переменных рассматриваемой задачи:

$$\theta(\tau, x) = T(\tau) \cdot X(x). \quad (3.29)$$

Проект решения (3.29) подставляется в дифференциальное уравнение математического описания (3.28):

$$X \cdot T' = a T \cdot X'', \quad (3.30)$$

где T' – первая производная по времени и X'' – вторая производная по координате.

Почленное деление уравнения (3.30) на проект решения (3.29) действительно приводит к разделению переменных:

$$\frac{T'}{T} = a \frac{X''}{X}, \quad (3.31)$$

поскольку в равенстве (3.31) левая и правая его части зависят каждая только от своей переменной (от τ и от x соответственно). В курсе высшей математики доказывается, что существование равенства, в котором левая и правая части являются функциями различных независимых переменных, возможно лишь в том случае, когда обе части равенства равны некоей постоянной величине. Поэтому, приравнявая левую и правую части равенства (3.31) постоянной величине $-ak^2$ (знак минус соответствует смыслу задачи охлаждения тела до температуры окружающей среды t_c), имеем вместо одного дифференциального уравнения в частных производных систему двух уравнений, но в полных производных:

$$\begin{cases} T' + ak^2 T = 0, \\ X'' + k^2 X = 0, \end{cases} \quad (3.32)$$

где k – некая, еще неизвестная константа; вторая степень при k берется для удобства последующих записей.

Решения дифференциальных уравнений (3.32) хорошо знакомы по курсам физики, теоретической механики и математики, так как этими уравнениями описываются процессы апериодических и незатухающих гармонических колебаний:

$$\begin{aligned} T(\tau) &= C_1 e^{-ak^2 \tau}, \\ X(x) &= A \sin kx + B \cos kx. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Решения (3.33) подставляются в проект решения (3.29):

$$\theta(\tau, x) = (C \sin kx + D \cos kx) e^{-ak^2 \tau}, \quad (3.34)$$

где вместо произвольных констант интегрирования C_1 , A и B используются новые постоянные C и D , подлежащие последующему нахождению из условий однозначности рассматриваемого процесса.

Выражение (3.34) подставляется в условие симметрии искомого температурного профиля, т. е. в последнее равенство математического описания (3.28):

$$Ck \cos(k \cdot 0) + Dk(-\sin(k \cdot 0)) = 0. \quad (3.35)$$

Второе слагаемое здесь тождественно равно нулю, а $\cos(k \cdot 0) = 1$, поэтому условие (3.35) может выполняться только в том случае, когда $C = 0$. (Если положить $k = 0$, то, например, из первого уравнения (3.32) следовало бы $T' = 0$, т. е. неизменность искомой температуры во времени, что явно противоречило бы физическому смыслу задачи охлаждения тела.) Таким образом, решение (3.34) заметно упрощается:

$$\theta(\tau, x) = D \cos(kx) e^{-ak^2 \tau}. \quad (3.36)$$

Для нахождения следующей константы интегрирования решение (3.36) подставляется в граничное условие конвективного теплообмена поверхности

Рис. 3.6. Графический метод нахождения корней трансцендентного характеристического уравнения (3.38)

тела с окружающей средой (третье уравнение описания (3.28)):

$$-\lambda Dk (-\sin kR) = \alpha D \cos kR. \quad (3.37)$$

После почленного умножения равенства (3.37) на $R/(\lambda \sin kR)$ условие конвективной теплоотдачи получим в следующей форме:

$$kR = \alpha R/(\lambda \operatorname{ctg} kR), \text{ или } \operatorname{ctg} \mu = \mu/\operatorname{Bi}, \quad (3.38)$$

где для удобства взамен еще не найденной константы интегрирования k введена новая константа $\mu = kR$, которая теперь подлежит определению вместо k . Безразмерный комплекс $\alpha R/\lambda$ имеет смысл меры отношения интенсивности внешней теплоотдачи от поверхности к интенсивности внутренней теплопроводности ($\alpha R/\lambda = \operatorname{Bi}$ – критерий Био).

Условие (3.38) называется *характеристическим уравнением задачи*, описываемой системой (3.28), и определяет те значения μ , при которых выполняется условие конвективной теплоотдачи. Такие значения μ составляют дискретный спектр и определяются решением трансцендентного уравнения (3.38): $\mu_i = k_i R$ (рис. 3.6).

Таким образом, общее решение линейного дифференциального уравнения системы (3.28) является суммой частных линейно независимых решений при каждом значении корня μ_i характеристического уравнения (3.38):

$$\theta(\tau, x) = \sum_{i=1}^{\infty} D_i \cos\left(\mu_i \frac{x}{R}\right) \exp\left[-\mu_i^2 \frac{a\tau}{R^2}\right], \quad (3.39)$$

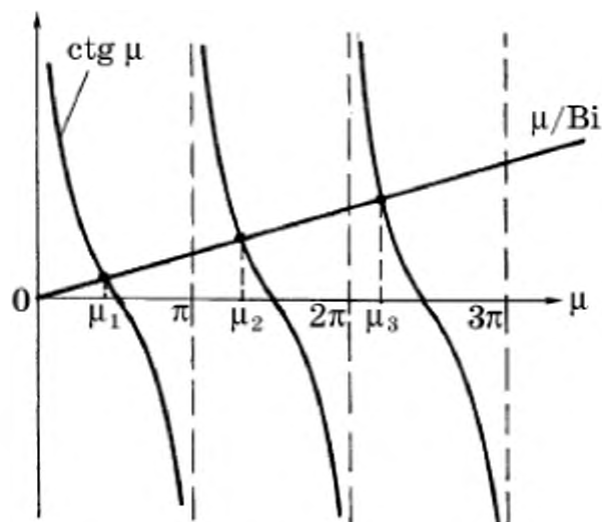
где константы D_i находятся из известного начального распределения температуры (второе равенство системы (3.28)):

$$1 = \sum_{i=1}^{\infty} D_i \cos\left(\mu_i \frac{x}{R}\right) \exp\left[-\mu_i^2 \frac{a \cdot 0}{R^2}\right] = \sum_{i=1}^{\infty} D_i \cos(k_i x) \cdot 1. \quad (3.40)$$

Равенство (3.40) формально является разложением единицы (равномерное начальное распределение температуры) в ряд Фурье по косинусам.

Согласно известной методике определения коэффициентов разложения функций в гармонический ряд Фурье, левая и правая части выражения (3.40) умножаются на $\cos(k_n x) dx$, где индекс n – любое целое число, и затем проводится вычисление определенного интеграла в пределах $0-R$:

$$\int_0^R 1 \cdot \cos(k_n x) dx = \sum_{i=1}^{\infty} D_i \int_0^R \cos(k_i x) \cos(k_n x) dx,$$



где правая часть представлена в форме почленного интегрирования бесконечного сходящегося ряда Фурье.

Интегрирование левой части производится непосредственно и приводит к очевидному результату: $(1/k_n)\sin(k_n R)$, а в правой части также непосредственным вычислением интегралов показывается, что при $n \neq i$ все члены ряда являются тождественными нулями, а ненулевым слагаемым остается единственный член бесконечного ряда при $i = n$, в котором вычисление интеграла приводит к следующему результату: $D_i \times (R/2\mu_i)(\mu_i + \sin\mu_i \cos\mu_i)$.

Приравнявая левую и правую части последнего равенства (с учетом условия $i = n$), получим возможность определить последний коэффициент в решении (3.39): $D_i = 2\sin\mu_i/(\mu_i + \sin\mu_i \cos\mu_i)$, а подстановка D_i в (3.39) приводит к окончательному виду решения задачи охлаждения тела плоской формы:

$$\theta(\tau, x) = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin\mu_i}{\mu_i + \sin\mu_i \cos\mu_i} \cos\left(\mu_i \frac{x}{R}\right) \exp\left(-\mu_i^2 \frac{a\tau}{R^2}\right). \quad (3.41)$$

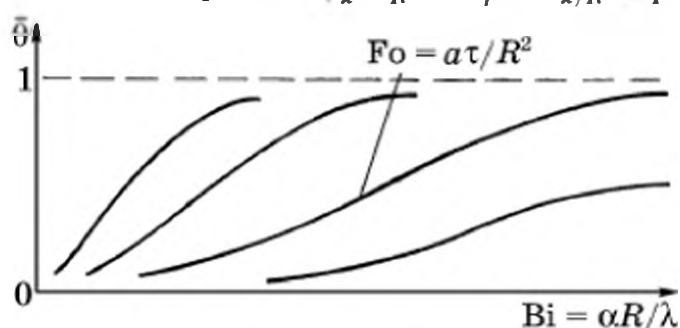
По соотношению (3.41) можно рассчитать нестационарные поля температуры внутри пластины в различные моменты времени после начала процесса охлаждения. Ряд (3.41) сходится тем быстрее, чем больше значение безразмерного времени охлаждения $a\tau/R^2$ – критерия Фурье $Fo = a\tau/R^2$. Кстати, решение задачи (3.41) оказалось представленным в безразмерной форме, где безразмерными являются не только температура $\theta(a\tau/R^2, x/R)$, но также и координата внутри тела x/R .

Интегрирование нестационарного профиля температуры (3.41) по толщине R пластины дает зависимость средней температуры тела от безразмерного времени его охлаждения:

$$\bar{\theta}(\tau) = \frac{1}{R} \int_0^R \theta(\tau, x) dx = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin^2\mu_i}{\mu_i(\mu_i + \sin\mu_i \cos\mu_i)} \exp\left(-\mu_i^2 \frac{a\tau}{R^2}\right). \quad (3.42)$$

Результаты вычисления средних температур $\bar{\theta}(Fo, Bi)$ представлены графиками (рис. 3.7), в которых учтена зависимость корней характеристического уравнения задачи от критерия Био $\mu_i(Bi)$.

В частном случае при очень значительной интенсивности внешнего теплообмена (строго говоря, при $Bi \rightarrow \infty$, а практически при $Bi \geq 50$) условие конвективной теплоотдачи (3.26) приводит к практическому равенству температуры наружной поверхности тела температуре окружающей среды $t|_{x=R} \rightarrow t_f$ ($\theta|_{x/R \rightarrow 1} \rightarrow 0$). При этом характеристическое



уравнение задачи (3.38) упрощается до равенства $\cos(kR) = 0$, характеристические числа становятся

Рис. 3.7. Зависимость относительной избыточной температуры плоской стенки от определяющих критериев Био и Фурье

очевидными: $k_i R = \mu_i = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2i-1)\pi/2$, а коэффициенты ряда – равными $D_i = 2(-1)^{i+1}/\mu_i$.

Можно показать, что решение (3.42) и его частные случаи справедливы и для нагревания тел плоской формы, если под величиной относительной избыточной температуры понимать симплекс $\theta(\tau, x) = (t_f - t(\tau, x))/(t_f - t_0)$.

Аналогичные решения задач нестационарной теплопроводности могут быть получены также для тел сферической и цилиндрической формы.

В заключение раздела о теплопроводности твердых тел отметим, что полученные решения справедливы также и для неподвижных слоев капельных жидкостей, газов и паров. Но следует иметь в виду, что отсутствие движения в текучих средах возможно лишь в очень тонких слоях и при малых разностях температур внутри таких слоев, т. е. при малых значениях критерия Грасгофа (см. уравнения (3.63)).

3.3. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

3.3.1. УРАВНЕНИЕ КОНВЕКТИВНО-КОНДУКТИВНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛОТЫ

По сравнению с теплопроводностью в твердых телах распространение теплоты в движущихся текучих средах оказывается значительно более сложным вследствие существования независимого от теплопроводности второго элементарного механизма переноса теплоты за счет конвекции (см. уравнение (3.2)).

Рассмотрим уравнение для нестационарного температурного профиля в ламинарном потоке какого-либо теплоносителя без внутреннего тепловыделения (телопоглощения) в каждой его точке. Наиболее просто такое уравнение выводится интегральным методом (см. уравнение (12)), для чего в произвольной точке потока текущей среды мысленно выделяется некая замкнутая контрольная поверхность F , заключающая в себе объем V (рис. 3.8).

Согласно закону сохранения энергии (1) (здесь – в форме только теплоты, без учета механической и других форм энергии), скорость изменения количества теплоты $\partial q_v / \partial \tau$ в объеме V равна сумме всех потоков теплоты, проходящих через поверхность F :

$$\int_V \frac{\partial q_v}{\partial \tau} dV = - \oint_F q_n dF, \quad (3.43)$$

где q_v – объемное содержание теплоты, Дж/м³; q_n – проекция общего вектора теплового потока \vec{q} на направление нормали \vec{n} к элементарной площадке dF (положительное направление нормали традиционно считается вовне объема).

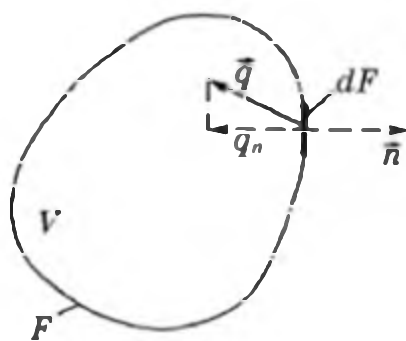


Рис. 3.8. К выводу уравнения (3.47) конвективно-кондуктивного переноса теплоты

Знак минус перед интегралом по замкнутой поверхности соответствует физическому смыслу процесса, согласно которому входящие через поверхность F потоки теплоты увеличивают количество теплоты в объеме V , а выходящие – уменьшают.

Согласно известной теореме Гаусса – Остроградского, интеграл по замкнутой поверхности от нормальной составляющей вектора (в данном случае – от вектора теплового потока \vec{q}) равен объемному интегралу от дивергенции этого вектора. Тогда

$$\int_V \frac{\partial q_v}{\partial \tau} dV = - \int_V \operatorname{div} \vec{q} dV, \text{ или } \int_V \left(\frac{\partial q_v}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{q} \right) dV = 0. \quad (3.44)$$

Напомним, что дифференциальный оператор дивергенции какого-либо вектора A равен $\operatorname{div} A = \partial A_x / \partial x + \partial A_y / \partial y + \partial A_z / \partial z$ в прямоугольной системе координат, где A_x , A_y и A_z – проекции вектора A на соответствующие оси координат.

Объемный интеграл (3.44) может быть равен нулю только в случае, если тождественно равно нулю подынтегральное выражение, что и дает общую форму искомого дифференциального уравнения закона сохранения энергии:

$$\frac{\partial q_v}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{q} = 0. \quad (3.45)$$

В рассматриваемом случае переноса теплоты в движущемся ламинарном потоке теплоносителя вектор теплового потока \vec{q} представляет собой сумму потоков теплоты за счет теплопроводности (3.1) и за счет конвективного переноса (3.2). Подставив эти элементарные виды переноса в закон сохранения (3.45), получим

$$\frac{\partial(c\rho t)}{\partial \tau} = - \operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} t + \vec{w} c\rho t), \quad (3.46)$$

где объемное содержание теплоты представлено через плотность, теплоемкость и температуру среды в рассматриваемой точке $q_v = c\rho t$, Дж/м³.

В прямоугольной системе координат при постоянных значениях объемной теплоемкости $c\rho$, Дж/(м³ · К), и теплопроводности среды λ , Вт/(м · К) уравнение (3.46) примет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (3.47)$$

или в компактной векторной форме

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + (\vec{w}, \text{grad } t) = a \nabla^2 t, \quad (3.47a)$$

где конвективные слагаемые представлены скалярным произведением векторов скорости \vec{w} и градиента температуры $\text{grad } t$, а кондуктивные – оператором Лапласа $\nabla^2 t$; $a = \lambda/(c\rho)$ – коэффициент температуропроводности текучей среды; слагаемое, содержащее $\text{div } \vec{w}$, равно нулю для несжимаемой жидкости (см. уравнение (1.20)).

Физическое содержание дифференциального уравнения (3.47) по-прежнему соответствует закону сохранения теплоты для произвольной точки в потоке теплоносителя: скорость изменения теплосодержания вещества в точке равна разности между приходом и уходом теплоты из этой точки за счет конвективного переноса теплоты (три первых слагаемых, содержащих компоненты скорости w_x , w_y и w_z) и за счет теплопроводности (слагаемые правой части). Первые производные температуры по координатам в конвективных слагаемых соответствуют различным температурам входящих и выходящих из рассматриваемой точки конвективных потоков теплоты, а вторые производные температуры в кондуктивных членах объясняются разностью градиентов температуры, от которых зависит перенос теплоты теплопроводностью (3.1).

Из дифференциального уравнения конвективно-кондуктивного переноса теплоты (3.47) для частных случаев отсутствия конвекции ($w_x = w_y = w_z = 0$) получаются уравнение нестационарной теплопроводности (3.24) в твердом плоском теле, если дополнительно для плоской стенки положить $\partial^2 t / \partial y^2 = \partial^2 t / \partial z^2 = 0$, а также уравнение стационарной теплопроводности (3.10) при дополнительном условии $\partial t / \partial \tau = 0$.

Дифференциальное уравнение (3.47) можно получить также и при непосредственном анализе закона сохранения теплоты для бесконечно малого прямоугольного параллелепипеда, мысленно выделенного в движущемся теплоносителе (рис. 3.9).

Для сокращения объема однотипных выкладок вывод проведем только для потоков теплоты в направлении оси x . На рис. 3.9 изображены входящие и выходящие из элементарного объема $dv = dx dy dz$ потоки теплоты за счет конвекции и за счет теплопроводности. Рассматриваемый объем dv считается расположенным в точке A с произвольными координатами x, y, z .

Следуя стандартному алгоритму вывода дифференциальных уравнений для сплошных сред, представим значения функций в точках $x + dx$ через их значения в исходной точке x , ограничившись лишь двумя первыми

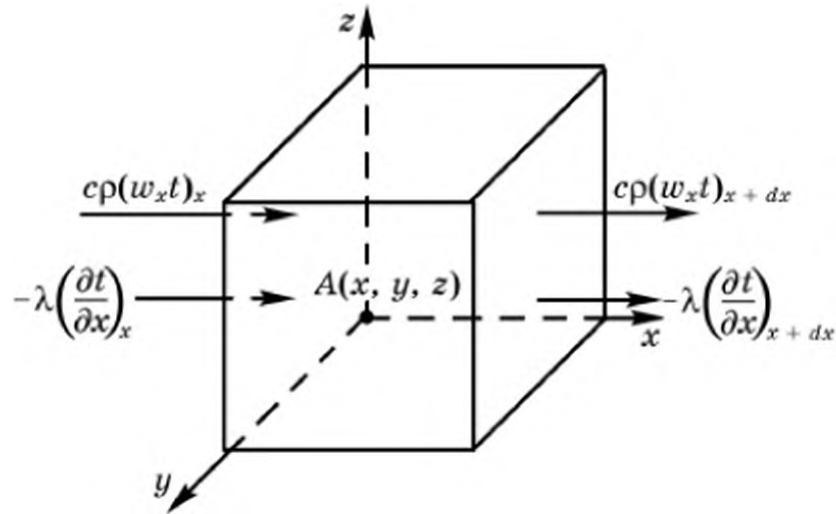


Рис. 3.9. К выводу дифференциального уравнения (3.50)

слагаемыми разложения функций в степенной ряд Тейлора (8):

$$(w_x t)_{x+dx} = (w_x t)_x + \left. \frac{\partial(w_x t)}{\partial x} \right|_x dx \text{ и } \left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_{x+dx} = \left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_x \right) dx. \quad (3.48)$$

Здесь разлагаемые в ряд функции $(w_x t)$ и $\partial t / \partial x$ соответственно. При записи разностей между входящими и выходящими потоками теплоты за счет конвекции и теплопроводности происходит взаимная компенсация входящих и основных частей выходящих потоков, остаются лишь приращения этих тепловых потоков: $[\partial(w_x t) / \partial x] dx$ и $[\partial^2 t / \partial x^2] dx$. Индексы при производных опущены, так как в них теперь нет необходимости, поскольку значения производных относятся к одной точке с текущей координатой x .

Полученные значения разностей между входящими и выходящими потоками теплоты подставляются в уравнение нестационарного баланса теплоты для объема dv :

$$\frac{\partial(c\rho t)}{\partial \tau} dv = -c\rho \frac{\partial(w_x t)}{\partial x} dx dy dz + \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx dy dz, \quad (3.49)$$

где $dy dz$ – площадь сечения объема dv , перпендикулярная рассматриваемой оси x .

Сокращение величины объема dv и деление на неизменное значение объемной теплоемкости $c\rho$ дает:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial(w_x t)}{\partial x} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (3.50)$$

Поскольку анализ входящих и выходящих потоков по двум другим координатам y и z приводит к аналогичным результатам, то общий вид дифференциального уравнения, описывающего нестационарный профиль температуры в ламинарном потоке теплоносителя имеет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial(w_x t)}{\partial x} + \frac{\partial(w_y t)}{\partial y} + \frac{\partial(w_z t)}{\partial z} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \quad (3.51)$$

Раскрывая производные от произведения двух функций (компоненты скорости и температура) в конвективных слагаемых и группируя получающиеся шесть слагаемых, имеем следующую форму записи левой части уравнения (3.51):

$$t \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Выражение в скобках представляет собой дивергенцию вектора скорости и, согласно уравнению неразрывности потока (1.20), для несжимаемого вещества равно нулю.

Таким образом, анализ закона сохранения теплоты и элементарных видов ее переноса на основе рассмотрения для бесконечно малого объема приводит к одному и тому же дифференциальному уравнению (3.47).

Для решения дифференциального уравнения (3.47), т. е. для получения явного вида искомого профиля температуры $t(\tau; x, y, z)$, требуется знание компонент скоростей потока w_x , w_y и w_z , которые являются параметрами этого дифференциального уравнения. В свою очередь, чтобы получить значения компонент скоростей, необходимо, как минимум, решить дифференциальное уравнение движения вязкой жидкости (1.29). О невозможности интегрирования уравнения (1.29) даже в изотермическом приближении, т. е. без учета зависимости вязкости капельной жидкости от температуры, указывалось в гл. 1. Из изложенного следует, что общее аналитическое решение уравнения конвективно-кондуктивного переноса теплоты в ламинарном потоке теплоносителя оказывается за пределами возможностей математики. Разумеется, возможны численные методы решения достаточно сложных задач, что широко используется в современных расчетных методах анализа конкретных задач конвективного теплопереноса.

Уравнение конвективно-кондуктивного переноса теплоты в *турбулентном потоке* сохраняет форму дифференциального уравнения (3.47), в котором, однако, компоненты скоростей w_x , w_y и w_z следует рассматривать как усредненные скорости пульсационного турбулентного движения (см. гл. 1) и температуропроводность потока зависит не столько от физических свойств вещества теплоносителя, сколько от турбулентного состояния потока и от расстояния до твердой поверхности. Последнее обстоятельство существенно, потому что для технических задач о теплообмене особенно важно уметь анализировать гидродинамическую и тепловую ситуацию в непосредственной близости от теплообменной поверхности, которая своим присутствием влияет на коэффициенты турбулентного переноса, уменьшая их до нулевого значения в пределах пристенного ламинарного слоя. Указанное обстоятельство не позволяет получать аналитические решения дифференциальных

уравнений теплообмена для непростых условий взаимодействия потоков теплоносителей с поверхностями в реальных теплообменных аппаратах.

Отсутствие возможности решить дифференциальные уравнения теплообмена для реальных процессов приводит к необходимости широкого экспериментального изучения интенсивности теплообмена потоков теплоносителей с теплообменными поверхностями при различных условиях их взаимодействия. Почти всегда величиной, характеризующей интенсивность теплообмена теплоносителя с поверхностью, служит коэффициент теплоотдачи α , определяемый уравнением (3.6).

При экспериментальном исследовании интенсивности теплоотдачи методика проведения опытов такова, что величины передаваемой от (κ) поверхности теплоты Q и температуры теплоносителя t_f и теплообменной поверхности t_w измеряются непосредственно или независимо вычисляются по иным измеряемым величинам. Тогда из определяющего соотношения (3.6) находится искомое значение коэффициента теплоотдачи $\alpha = Q/[F(t_w - t_f)]$, где F – площадь поверхности теплоотдачи. При проведении экспериментальных исследований обычно изучается зависимость коэффициента теплоотдачи α от основных влияющих на этот коэффициент параметров процесса: скорости движения теплоносителя, его теплофизических свойств, геометрических размеров поверхности теплообмена и т. п.

Основные типовые виды теплоотдачи и конкретные результаты экспериментального исследования интенсивности теплообмена являются предметом подробного рассмотрения в последующих разделах настоящей главы. Предварительно же следует отметить, что и при экспериментальном изучении процессов теплоотдачи, и при интерпретации результатов исследования важную роль играет полученное дифференциальное уравнение конвективно-кондуктивного теплообмена (3.47). Это связано с тем, что в самом уравнении заключено основное, наиболее общее для всех случаев физическое содержание процессов теплообмена, т. е. закон сохранения теплоты и основные элементарные виды ее переноса. В частности, практически наиболее важная роль уравнения (3.47) состоит в том, что из него могут быть получены обобщенные переменные и обобщенные параметры, описывающие в общем случае процессы теплообмена. Использование таких обобщенных величин (критериев подобия) весьма значительно сокращает объем необходимой экспериментальной работы и позволяет представлять получаемые опытные данные по интенсивности теплообмена в компактном обобщенном виде – в виде связи между критериями подобия. Явный вид такого рода критериальных расчетных соотношений (см. далее) учтет те

многочисленные осложняющие обстоятельства, которые не позволяют решать уравнения (3.47) и (1.29) аналитически.

3.3.2. КРИТЕРИИ ТЕПЛООВОГО ПОДОБИЯ

Структура критериев теплового подобия может быть получена из основного дифференциального уравнения конвективно-кондуктивного теплообмена (3.47а) методом почленного деления отдельных слагаемых уравнения, имеющих отмеченный ранее физический смысл. Вывод проще выполнить на базе одномерного уравнения (3.50), так как физический смысл слагаемых не зависит от числа и вида пространственных координат. Так, деление конвективного слагаемого на кондуктивное дает выражение, которое называют *критерием Пекле*. Смысл критерия Пекле – это мера отношения интенсивностей конвективного и кондуктивного переносов теплоты в потоке теплоносителя:

$$\frac{\partial(w_x t)/\partial x}{a(\partial^2 t/\partial x^2)} \sim \frac{(wt)/l}{a(t/l^2)} = \frac{wl}{a} = \text{Pe}. \quad (3.52)$$

Здесь неизвестные значения производных заменены на пропорциональные им величины отношений дифференцируемых функций (в первом случае $(w_x t)$ и во втором – температура t) к характерному размеру системы l (это может быть диаметр трубопровода или, например, высота поверхности конденсации). Поскольку вторая производная температуры по координате есть предел отношения разностей первых производных температуры к характерному размеру l , то в итоге знаменатель при замене второй производной будет содержать квадрат размера l .

Аналогичным способом соотносятся кондуктивное слагаемое уравнения (3.50) и скорость изменения температуры:

$$\frac{a(\partial^2 t/\partial x^2)}{\partial t/\partial \tau} \sim \frac{a(t/l^2)}{t/\tau} = \frac{a\tau}{l^2} = \text{Fo}. \quad (3.53)$$

Полученный *критерий Фурье*, согласно его физическому смыслу, есть мера отношения интенсивности кондуктивного переноса теплоты к скорости изменения температуры в любой внутренней точке потока теплоносителя (или внутри твердого тела, см. задачу о нестационарной теплопроводности). Критерий Фурье выполняет роль безразмерного времени для нестационарных тепловых процессов.

Деление первого слагаемого уравнения (3.50) на второе не приводит к новому независимому критерию, так как в уравнении из трех слагаемых независимых отношений может быть только два.

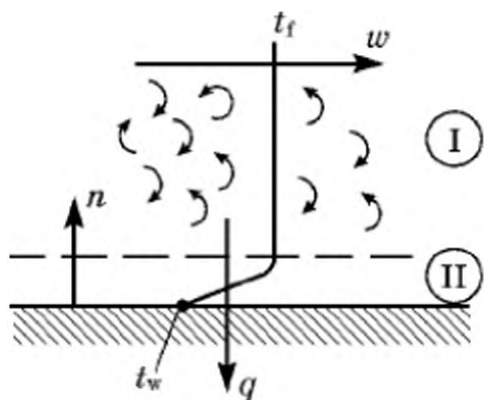


Рис. 3.10. К выводу теплообменного критерия Нуссельта:

I – турбулентное ядро потока; II – пристенный ламинарный слой теплоносителя

Еще один, очень часто используемый критерий теплового подобия, получается из анализа физических условий теплообмена теплоносителя и теплообменной поверхности. В гл. 1 отмечалось, что какова бы ни была степень турбулентности основного потока теплоносителя, в непосредственной близости от твердой поверхности вследствие ее демпфирующего влияния на турбулентные пульсации всегда имеется относительно тонкий пристенный слой, в пределах которого текучая среда потока перемещается вдоль стенки в ламинарном режиме. Существенно, что при ламинарном течении конвективный перенос теплоты имеет место только вдоль направления движения, а в поперечном направлении, т. е. нормально к стенке, теплота может распространяться лишь за счет механизма теплопроводности (рис. 3.10). Таким образом, теплота, которой обмениваются основной поток теплоносителя и теплообменная поверхность (стенка), в общем случае выражаемая уравнением теплоотдачи (3.6), поперек пристенного слоя в конечном счете передается только за счет механизма теплопроводности:

$$\alpha (t_f - t_w) = \lambda \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (3.54)$$

где n – направление поперек пристенного слоя.

Почленное деление первого слагаемого равенства (3.54) на второе и замена неизвестного значения производной температуры t по поперечному направлению пристенного слоя неизвестной толщины $\partial t / \partial n$ на отношение разности температур теплоносителя t_f и стенки t_w к характерному размеру l системы приводит к так называемому критерию Нуссельта:

$$\frac{\alpha (t_f - t_w)}{\lambda (\partial t / \partial n)} \sim \frac{\alpha (t_f - t_w)}{\lambda ((t_f - t_w) / l)} = \frac{\alpha l}{\lambda} = Nu. \quad (3.55)$$

Структура критерия Nu совпадает с критерием Bi (см. задачу о нестационарной теплопроводности), но существенное отличие Nu от Bi в том, что коэффициент теплопроводности в критерии Нуссельта – это теплопроводность теплоносителя, а не теплопроводность твердого тела, как в критерии Био. По физическому смыслу критерий $Nu = \alpha l / \lambda$ – это отношение действительной теплоты, передаваемой от теплоносителя к стенке, к той теплоте, которая

передавалась бы теплопроводностью поперек неподвижного слоя теплоносителя толщиной, равной характерному размеру системы l , при разности температур на наружных поверхностях такого гипотетического слоя ($t_f - t_w$).

Таким образом, критерий Нуссельта – это некоторая условная безразмерная форма представления коэффициента теплоотдачи α . Как будет показано далее на многих примерах, при практических расчетах критерий $Nu = \alpha l / \lambda$ всегда является искомой величиной, зависящей от других определяющих критериев. По вычисленному для конкретных условий значению критерия Nu затем легко находится коэффициент теплоотдачи $\alpha = Nu \lambda / l$ и далее определяется значение теплового потока $q = \alpha(t_f - t_w)$ между теплоносителем и теплообменной поверхностью.

Поскольку процесс теплообмена зависит от компонент скорости теплоносителя (см. уравнение (3.47)), то на интенсивность теплоотдачи в общем случае должны влиять все критерии гидродинамического подобия, от которых могут зависеть компоненты скоростей теплоносителя. Это критерии Рейнольдса ($Re = \omega l / \nu$), Фруда ($Fr = \omega^2 / gl$), Эйлера ($Eu = \Delta p / \rho \omega^2$), Галилея ($Ga = gl^3 / \nu^2$), Архимеда ($Ar = gl^3 \Delta \rho / (\rho \nu^2)$). В теплообменных процессах разность плотностей среды $\Delta \rho$ в различных точках ее объема часто является следствием разности температур Δt этой среды: $\Delta \rho = \rho \beta \Delta t$, где β , m^{-1} , – объемный коэффициент термического расширения вещества теплоносителя (среды). Подстановка выражения для $\Delta \rho$ в критерий Архимеда дает тепловой критерий Грасгофа $Gr = gl^3 \beta \Delta t / \nu^2$, который является мерой отношения произведения сил инерции и архимедовой подъемной силы к квадрату силы вязкого трения. Критерий Грасгофа определяет интенсивность естественной тепловой конвекции теплоносителя в поле силы тяжести.

Вместо критерия Пекле $Pe = \omega l / a$ часто используют гидродинамический критерий Рейнольдса и так называемый критерий Прандтля $Pr = \nu / a$, который представляет собой меру отношения вязкостных и температуропроводных свойств теплоносителя. Действительно, критерий Пекле можно представить следующим обра-

зом: $Pe = \frac{\omega l}{a} \frac{\nu}{\nu} = \frac{\omega l}{\nu} \frac{\nu}{a} = Re Pr$, что дает возможность использовать

вместо Pe критерии Re и Pr , а это оказывается практически более удобным для представления экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи в виде корреляционных расчетных формул зависимости критерия Nu от определяющих его критериев.

Подытоживая обзор критериев теплового и гидродинамического подобия, можно сделать вывод о том, что общая связь критериев, определяющих интенсивность процесса теплоотдачи меж-

ду текучим теплоносителем и теплообменной поверхностью, может быть представлена зависимостью критерия Нуссельта от определяющих его критериев и гидродинамических симплексов, учитывающих отсутствие геометрического подобия рассматриваемых систем (см. гл. 1):

$$Nu = f(Re, Pr, Fo, Fr, Gr, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (3.56)$$

В соотношении (3.56) отсутствует гидродинамический критерий гомохронности $Ho = \omega\tau/l$, поскольку он является произведением критериев Пекле и Фурье: $(\omega l/a)(a\tau/l^2) = \omega\tau/l = Ho$. Определяемый в гидродинамических задачах критерий Эйлера исключается из набора влияющих критериев, поскольку в большинстве случаев его собственное значение является функцией критериев Re , Fr и геометрических симплексов $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots$.

Для практически важных процессов *стационарного теплообмена* из числа влияющих на Nu критериев исключается критерий $Fo = a\tau/l^2$, содержащий текущее время от начала теплового процесса.

В соотношение (3.56) в качестве влияющих величин могут быть включены критерии Ga или Ar , если архимедова подъемная сила возникает не из-за имеющейся неравномерной температуры теплоносителя, а из-за разностей плотностей вследствие других причин – наличия внутри капельной жидкости пузырьков пара или твердых частичек и т. п. Примеры такого рода систем рассматриваются далее.

Следовательно, наиболее часто встречающаяся зависимость критерия Nu от определяющих его безразмерных величин имеет вид

$$Nu = f(Re, Pr, Gr, Ga, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (3.57)$$

Отсутствие в соотношении (3.57) критерия Fr объясняется тем, что влияние силы тяжести уже учитывается критериями Грасгофа (Gr) и Галилея (Ga).

Явный вид функциональной зависимости f находится по данным экспериментов, в которых при известных значениях всех параметров, входящих в определяющие критерии правой части соотношения (3.57), производятся измерения, необходимые для вычисления коэффициентов теплоотдачи α , а по ним – и значения критериев Nu .

Проводя опыты при различных значениях параметров правой части соотношения (3.57) и вычисляя соответствующие значения Nu , получают зависимость Nu от влияющих критериев и симплексов, наиболее наглядно представляемую в виде графика. Такого рода графики часто приводятся в литературе для того, чтобы проиллюстрировать точность проведенных экспериментов, диапазон

изменения величин в данной серии опытов, чтобы сопоставить разные серии опытов или опыты разных авторов и т. п. Однако для расчетов теплообменных процессов и аппаратов данные экспериментального изучения интенсивности теплоотдачи для различных типовых случаев удобно представлять в виде корреляционных формул, которые подбираются так, чтобы они наилучшим образом и в компактной форме описывали полученные опытные данные.

В гл. 1 отмечалось, что теория подобия не дает ответа на вопрос о конкретной форме зависимости между описывающими процесс критериями подобия, а только определяет вид критериев подобия из уравнений соответствующего математического описания и устанавливает принципиальную возможность взаимозависимости между выведенными критериями подобия. Поэтому можно сказать, что проведение опытов по теплоотдаче соответствует как бы экспериментальному решению (интегрированию) дифференциальных уравнений математического описания, которые не могут быть проинтегрированы аналитическими методами.

Наиболее удобной для практических вычислений и весьма гибкой для описания получаемых опытных данных формой связи между критериями подобия является широко распространенная форма степенного одночлена:

$$Nu = A Re^{n_1} Pr^{n_2} Gr^{n_3} \Gamma^{n_4} \dots, \quad (3.58)$$

в котором численные значения корреляционных коэффициентов A , n_1 , n_2 , ... определяются из условий наилучшего совпадения получаемой формулы с имеющимися опытными данными для того или иного конкретного вида процесса теплоотдачи. Техника получения значений такого рода корреляционных коэффициентов и оценка точности получаемых соотношений типа (3.58) описываются в специальной литературе по математической обработке опытных данных.

Перейдем теперь к рассмотрению наиболее существенных для промышленной практики видов конвективной теплоотдачи и соответствующих корреляционных формул, обобщающих имеющиеся опытные данные по значениями коэффициентов теплоотдачи.

3.4. ВИДЫ КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ

Наиболее распространенным является теплообмен потока теплоносителя с внутренней поверхностью трубы, внутри которой направленно перемещается теплоноситель под воздействием разности давлений на концах трубы. Разность давлений может

создаваться насосом, вентилятором, газодувкой, компрессором или разностью уровней капельной жидкости. Существенно здесь то, что при таком *вынужденном движении* скорость теплоносителя не является следствием самого процесса теплообмена (см. далее, например, теплообмен при естественной конвекции) и всегда может быть предварительно вычислена по уравнению расхода. К этому же виду вынужденной конвекции относится гравитационное стекание пленки капельной жидкости по вертикальной или наклонной поверхности, если расход стекающей жидкости известен.

Альтернативой вынужденной конвекции является так называемая *естественная конвекция*, т. е. движение теплоносителя, которое само вызывается наличием разности температур в различных точках теплоносителя. Наиболее типичные виды естественной конвекции – это теплообмен между в целом неподвижным объемом жидкости или газа с горячей поверхностью, при котором перемещение теплоносителя вблизи теплообменной поверхности происходит под действием архимедовой подъемной силы, возникающей вследствие нагревания и соответствующего расширения теплоносителя у горячей поверхности. При конденсации паров на холодной поверхности образующийся конденсат стекает по охлаждаемой поверхности под воздействием гравитации – это тоже естественная конвекция конденсата, поскольку его количество не задается внешними причинами, а сложным образом зависит от самого процесса теплообмена между паром и стенкой.

В процессе кипения капельной жидкости при соприкосновении ее с более горячей поверхностью около этой поверхности происходит естественное конвективное движение самой жидкости и, кроме того, образующиеся на греющей поверхности паровые пузырьки под воздействием архимедовой подъемной силы отрываются и всплывают, чем обеспечивают перемешивание жидкости и интенсифицируют ее теплообмен с горячей поверхностью.

Перечисленные здесь важные для практики виды конвективной теплоотдачи рассматриваются далее.

3.4.1. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

В промышленной практике обычно стремятся обеспечить турбулентный режим течения теплоносителей, при котором имеет место значительная интенсивность теплоотдачи между теплообменной поверхностью и потоком теплоносителя.

Многочисленные данные, полученные многими исследователями в опытах с различными теплоносителями, различными скоростями их движения, разными эквивалентными диаметрами каналов, показали, что все эти результаты могут быть представле-

ны в виде следующей обобщенной формулы, справедливой для *развитого турбулентного режима* течения ($Re > 10 \cdot 10^3$):

$$Nu = 0,021 \varepsilon_l Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_w)^{0,25}. \quad (3.59)$$

Здесь множитель ε_l учитывает влияние на среднее по длине канала значение коэффициента теплоотдачи α входного участка (рис. 3.11, 3.12), на котором толщина пристенного ламинарного слоя меньше, чем установившееся значение толщины этого слоя при достаточной длине труб, например в кожухотрубчатом теплообменнике (см. рис. 3.12). Численное значение множителя ε_l может быть определено по корреляционному соотношению $\varepsilon_l = 1 + 2d_3/L$, в котором L – длина трубопровода; $d_3 = 4S/\Pi$ – эквивалентный диаметр канала; S и Π – поперечное сечение и смоченный периметр канала.

В критериях подобия $Nu = \alpha d_3/\lambda$, $Re = wd_3/\nu$ и $Pr = \nu/a$ численные значения физических свойств теплоносителя берутся при его средней температуре. Только в критерии Pr_w значения кинематической вязкости ν и температуропроводности a теплоносителя должны быть взяты при температуре теплообменной поверхности (стенки). По физическому смыслу симплекс $(Pr/Pr_w)^{0,25}$ учитывает влияние на величину коэффициента теплоотдачи α направления теплового потока. Действительно, при более горячей стенке, когда тепловой поток передается от стенки к более холодному потоку капельной жидкости, в непосредственной близости от этой горячей стенки вязкость теплоносителя уменьшается, толщина пристенного слоя также уменьшается и коэффициент теплоотдачи α соответственно увеличивается. При более холодной стенке

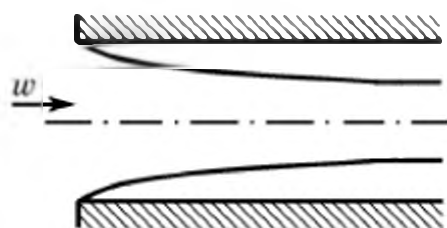


Рис. 3.11. Влияние входного эффекта на толщину пристенного слоя

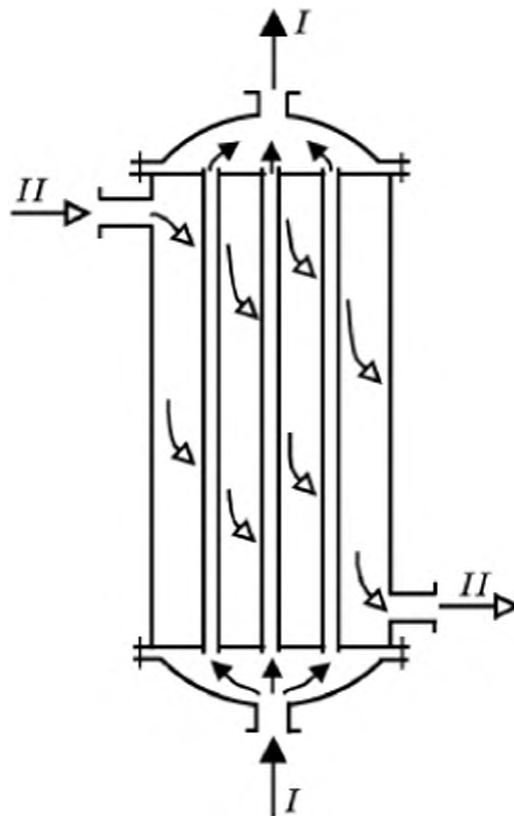


Рис. 3.12. Одноходовый кожухотрубчатый теплообменный аппарат (теплообменник):

Теплоносители: I – проходящий внутри труб; II – проходящий по межтрубному пространству

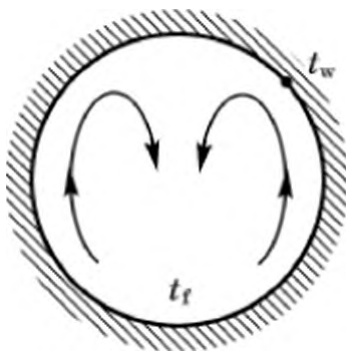


Рис. 3.13. Естественная конвекция внутри трубы, вызываемая разностью температур стенки (t_w) и теплоносителя (t_f , $t_f < t_w$)

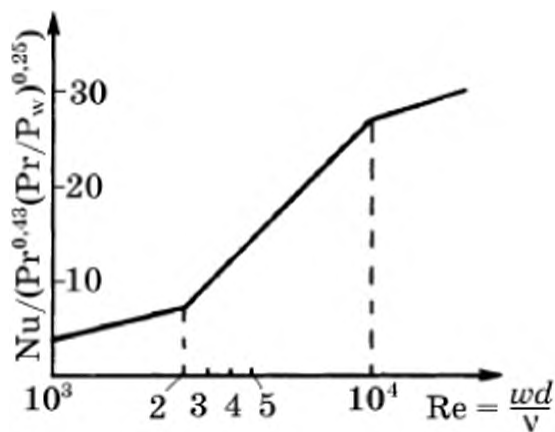


Рис. 3.14. Зависимость интенсивности теплоотдачи при переходном вынужденном движении

вязкость жидкого теплоносителя около стенки увеличивается, толщина пристенного слоя также увеличивается, термическое сопротивление процессу теплоотдачи соответственно возрастает, и коэффициент теплоотдачи уменьшается. Если теплоноситель – это газ или пар, у которых вязкость с увеличением температуры увеличивается, то при более горячей стенке коэффициент теплоотдачи уменьшается. Симплекс $(Pr/Pr_w)^{0.25}$ автоматически учитывает влияние температуры стенки t_w на величину коэффициента теплоотдачи α для всевозможных комбинаций физических свойств любых теплоносителей.

При устойчивом *ламинарном режиме* течения теплоносителя ($Re < 2300$) внутри канала опытные данные по интенсивности теплоотдачи могут быть описаны следующим корреляционным соотношением:

$$Nu = 0,15 \epsilon_l Re^{0.33} Pr^{0.43} (Pr/Pr_w)^{0.25} Gr^{0.1}, \quad (3.60)$$

где в отличие от соотношения (3.59) для турбулентного режима изменились значения первого множителя и показателя степени при критерии Re . Кроме того, появился множитель $Gr^{0.1}$, который учитывает заметное при ламинарном режиме влияние естественной конвекции.

Пример естественного циркуляционного движения теплоносителя при более горячей стенке трубы показан на рис. 3.13. Показатель степени при критерии Gr невелик, что свидетельствует об относительно небольшом, но все же заметном влиянии естественной конвекции на интенсивность теплоотдачи при ламинарном режиме. При турбулентном режиме течения, когда скорость вынужденного движения теплоносителя вдоль трубы w и, соответственно, влияние критерия Re на значение α больше,

естественное циркуляционное движение теплоносителя, имеющее тот же характер (см. рис. 3.13), заметного влияния на интенсивность суммарной теплоотдачи практически не оказывает.

В интервале чисел Рейнольдса от 2300 до 10^4 наблюдается неустойчивый, *переходный режим* движения, при котором показатель степени у числа Рейнольдса определяется не очень надежно (его численное значение приблизительно равно 1,2), и для нахождения критерия Nu можно пользоваться графиком на рис. 3.14, также получаемом на основе экспериментальных данных по интенсивности теплоотдачи. Влияние естественной конвекции и здесь оказывается практически незначительным.

Существенно, что явный вид корреляционных расчетных формул для вычисления критерия Нуссельта для одних и тех же условий теплообмена не обязательно в точности соответствует соотношениям (3.59) и (3.60). Так, могут несколько различаться численные значения показателей степеней при некоторых критериях правой части, что компенсируется соответствующим изменением численного множителя. Влияние температуры стенки t_w на коэффициент теплоотдачи α может, например, учитываться не отношением критериев Прандтля, а отношением вязкостей в несколько иной степени $(\mu/\mu_w)^{0,14}$.

Для расчета величин α при ламинарном режиме движения теплоносителя в литературе имеются более подробные корреляционные формулы, учитывающие направление вынужденной и естественной конвекции при вертикальном расположении кожухотрубчатых теплообменных аппаратов.

Существенно, что значения критерия Nu и, соответственно, коэффициентов теплоотдачи α , рассчитанные по таким, несколько различающимся, но рекомендованным для одних и тех же условий соотношениям, оказываются обычно практически одинаковыми, что объясняется относительно невысокой точностью корреляционных соотношений, получаемых на основе обобщения опытных данных по теплообмену.

Относительно невысокая точность расчетных формул (обычно порядка $\pm 10-15\%$) связана с тем, что при проведении опытов по изучению интенсивности теплоотдачи приходится оперировать величинами, для которых нет достаточно точных методов измерения (тепловые потоки, температуры теплообменных поверхностей и т. п.). Кроме того, некоторые влияющие на интенсивность теплоотдачи факторы вообще трудно поддаются контролю (степень турбулентности потока теплоносителя, относительная шероховатость теплообменной поверхности и т. п.).

При использовании корреляционных формул важно обращать внимание на условия проведения соответствующих опытов, пре-

делу изменения влияющих на интенсивность теплоотдачи параметров, при которых получена и рекомендуется к применению конкретная формула, на то, при какой температуре необходимо брать значения физических свойств теплоносителя, подставляемые в критерии подобия.

Все изложенное в разделе 3.4 относится и к тем расчетным формулам, которые будут приведены далее.

Во многих практически важных процессах поток теплоносителя контактирует с теплообменной поверхностью не внутри замкнутого канала, а обтекая поверхность снаружи. Наиболее часто встречающийся поток такого рода – это *поперечное обтекание* наружной поверхности труб.

Аппроксимационные зависимости, обобщающие экспериментальные данные по теплоотдаче к (от) одиночным трубам, имеют вид:

$$\frac{Nu}{(Pr/Pr_w)^{0,25}} = \begin{cases} 0,50Re^{0,50}Pr^{0,43}, & 5 < Re < 10^3 \\ 0,25Re^{0,60}Pr^{0,38}, & 10^3 < Re < 2 \cdot 10^5 \\ 0,023RePr^{0,37}, & 2 \cdot 10^5 < Re < 2 \cdot 10^6 \end{cases} \quad (3.61)$$

Если поток теплоносителя направлен не по нормали, а под некоторым углом по отношению к оси трубы, то значение коэффициента теплоотдачи α уменьшается, поскольку удлиняется путь теплоносителя вдоль наружной поверхности трубы, увеличивается средняя толщина пограничного слоя теплоносителя у поверхности, что и учитывается введением соответствующего эмпирического поправочного множителя в формулы (3.61).

Теплоотдача к пучку (или от пучка) труб, что характерно для кожухотрубчатых теплообменных аппаратов, также может быть рассчитана по соотношениям типа (3.61) с добавлением геометрических симплексов, в которые входят отношения продольного и поперечного шагов трубного пучка к наружному диаметру труб. Показатели степени при таких симплексах находятся из опытных данных, а сами симплексы учитывают влияние гидродинамического следа от предыдущих труб на характер обтекания следующих по ходу движения теплоносителя рядов труб.

Опытные данные по теплоотдаче от (к) поверхности одиночного *шара* к обтекающему его теплоносителю при $Re < 200$ обобщаются полуэмпирической зависимостью

$$Nu = 2 + 0,61Re^{0,50}Pr^{0,33}. \quad (3.62)$$

В предельном случае теплоотдачи от поверхности шара к неподвижному теплоносителю ($Re = wd/\nu = 0$) критерий Нуссельта принимает минимальное значение $Nu = 2$.

3.4.2. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

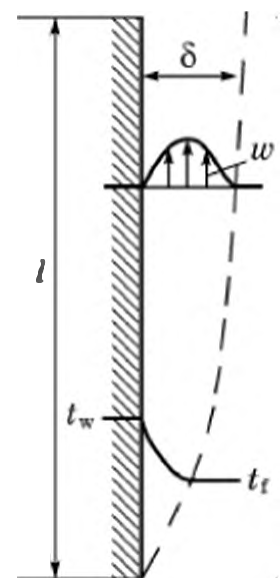
Теплоотдача при естественном гравитационном движении (конвекции) теплоносителя около теплообменной поверхности часто в значительной степени определяет скорость подачи теплоты, особенно если это теплоотдача к воздуху или какому-либо иному малотеплопроводному газу. Такая ситуация имеет место, например, при определении тепловых потерь от нагретых стенок аппаратов к окружающему воздуху, при теплоотдаче от нагретых поверхностей нагревателей к воздуху помещения, при потерях теплоты стенками зданий и т. п.

Напомним, что естественная конвекция представляет собой относительно медленное движение теплоносителя в непосредственной близости от горячей или холодной поверхности, возникающее из-за изменения плотности теплоносителя у горячей или у холодной поверхности. При этом в поле силы тяжести более легкие слои теплоносителя перемещаются вдоль горячей поверхности вверх (рис. 3.15), а при более холодной стенке ($t_w < t_f$) холодные пристенные слои будут, наоборот, двигаться вниз. Таким образом, силой, вызывающей естественное движение изначально неподвижного теплоносителя около теплообменной поверхности, является подъемная сила Архимеда, пропорциональная разности температур $\Delta t = |t_w - t_f|$ стенки и теплоносителя вдали от стенки и коэффициенту объемного термического расширения вещества теплоносителя β , K^{-1} , поскольку относительное изменение плотности теплоносителя записывается следующим образом: $\Delta\rho/\rho = \beta\Delta t$.

Развивающуюся естественную конвекцию стремится сдерживать сила трения слоев вязкой среды (теплоносителя) друг о друга в пределах пристенного слоя и о стенку. Вследствие этого интенсивность рассматриваемого естественного конвектирования среды около горячей (холодной) поверхности, а следовательно, и зависящая от скорости этого движения интенсивность процесса теплоотдачи от (к) поверхности зависят от отношения подъемной силы Архимеда и силы вязкого трения.

При естественной конвекции существенно, что скорость движения пристенного слоя теплоносителя не является заданной величиной или величиной, легко определяемой по иным заданным параметрам, как это было при вынужденной конвекции, но сама сложным образом зависит от процесса

Рис. 3.15. Изменение скорости движения и температуры теплоносителя вблизи вертикальной нагретой стенки при естественной конвекции



теплообмена. Однако при решении задач определения интенсивности теплоотдачи значение скорости движения теплоносителя при его естественной конвекции не обязательно знать в явном виде. Поэтому среди влияющих на критерий Nu параметров при естественной конвекции не фигурирует в явном виде критерий Рейнольдса $Re = wl/\nu$ и вместо него в правую часть расчетного соотношения входит критерий Грасгофа, включающий в себя все те силы, от которых зависят интенсивность возникающего циркуляционного движения среды и интенсивность теплоотдачи.

Опытные данные по интенсивности теплоотдачи при естественной конвекции показывают, что величина критерия Нуссельта, содержащего среднее по всей теплообменной поверхности значение коэффициента теплоотдачи, зависит от произведения критериев Грасгофа и Прандтля. Численные значения коэффициентов и показателей степени корреляционного уравнения зависят от определяющей величины GrPr:

$$Nu = \begin{cases} 1,18(GrPr)^{1/8}, & GrPr < 500 \\ 0,54(GrPr)^{1/4}, & 5 \cdot 10^2 < GrPr < 2 \cdot 10^7 \\ 1,13(GrPr)^{1/3}, & GrPr > 2 \cdot 10^7 \end{cases} \quad (3.63)$$

Соотношения (3.63) получены в опытах с вертикальными теплообменными поверхностями в интервале $0,5 < Pr < 200$, причем в качестве характерного размера l в критериях $Nu = \alpha l/\lambda$ и $Gr = gl^3\beta\Delta t/\nu^2$ содержится вертикальный размер теплообменной поверхности. Согласно третьему соотношению (3.63), соответствующему турбулентному режиму движения теплоносителя в движущемся слое теплоносителя, коэффициент α не зависит от вертикального размера теплообменной поверхности.

В аналогичном соотношении для естественной конвекции около наружной поверхности горизонтальных труб учитывается влияние на коэффициент теплоотдачи α температуры теплообменной поверхности через величину Pr_w :

$$Nu = 0,50(GrPr)^{1/4}(Pr/Pr_w)^{0,25}, \quad (3.64)$$

где в качестве характерного размера в критериях Nu и Gr принята величина наружного диаметра трубопровода.

3.4.3. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ

Конденсация паров представляет собой весьма распространенный процесс во многих отраслях техники, особенно в энергетике и в химической технологии. Так называемый *технологический водяной пар* широко используется для нагревания разнообразных веществ, поскольку водяной пар обладает весьма

значительным запасом теплоты фазового перехода, которую он отдает при конденсации. *Энергетический водяной пар* используется в *перегретом* относительно температуры конденсации состоянии, в котором он подается на лопатки паровой турбины (см. далее); после использования энергии перегретого пара для вращения турбины он также полностью конденсируется в аппаратах большого размера (конденсаторах).

В химической технологии конденсация паров разнообразных веществ часто используется для получения этих веществ в жидкофазном состоянии, а также для разделения веществ, имеющих неодинаковые летучести (см. гл. 6).

Конденсация происходит только при создании в объеме пара температуры ниже температуры насыщения данного пара, соответствующей его давлению. Чаще всего конденсацию проводят на твердых поверхностях, температура которых поддерживается ниже температуры конденсации, например, за счет охлаждения поверхности водой с противоположной стороны. При такой поверхностной конденсации пар может быть и перегретым; процесс конденсации все равно будет происходить на переохлажденной поверхности, вблизи которой пар охлаждается до температуры конденсации (насыщения) и переходит в жидкофазное состояние.

Поверхностная конденсация на смачиваемой конденсатом поверхности приводит к образованию сплошной пленки конденсата, которая стекает по поверхности под действием силы тяжести (рис. 3.16). На несмачиваемой поверхности образующийся конденсат принимает форму отдельных капель, также стекающих по поверхности под действием силы тяжести. *Капельная конденсация* в реальных процессах теплообмена встречается довольно редко и поэтому здесь не рассматривается.

При поверхностной конденсации на вертикальной поверхности толщина пленки конденсата увеличивается в направлении ее нисходящего движения за счет добавления к пленке новых порций конденсата, образующегося на наружной поверхности по всей высоте пленки. Теплота фазового перехода выделяется также на наружной поверхности пленки и под воздействием разности температур ($t_{\text{нас}} - t_w$), за счет механизма теплопроводности эта теплота передается поперек

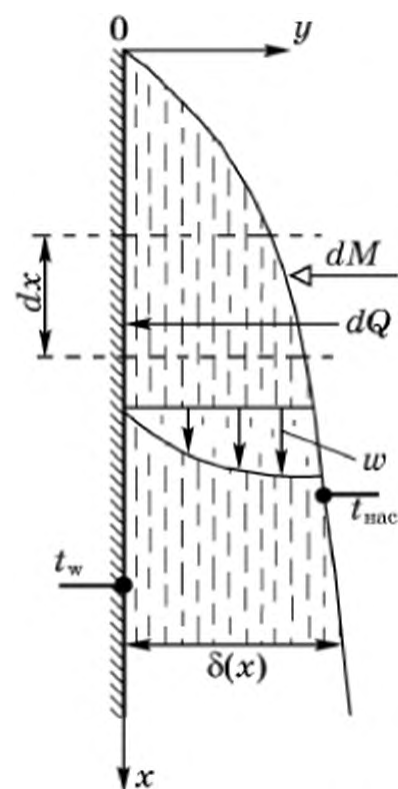


Рис. 3.16. Движение пленки конденсата по вертикальной поверхности конденсации

ламинарно движущейся пленки к твердой поверхности (см. рис. 3.16). Термическим сопротивлением процессу переноса теплоты является сопротивление самой жидкой пленки, т. е. интенсивность теплообмена между конденсирующимся насыщенным паром и теплообменной поверхностью определяется толщиной пленки конденсата, образующейся в самом процессе конденсации. Следовательно, задачей анализа теплоотдачи при конденсации является определение толщины непрерывно образующейся и стекающей вниз пленки жидкой фазы конденсирующегося вещества.

Искомая толщина пленки конденсата зависит от соотношения сил тяжести, вязкого трения в пленке, от силы инерции, а также от количества образующегося конденсата. Мерой отношения сил, влияющих на скорость стекания пленки, а значит, и на ее устанавливающуюся в процессе конденсации толщину $\delta(x)$, служит критерий Галилея $Ga = gl^3/\nu^2$. Количество образующегося конденсата пропорционально количеству выделяющейся при фазовом переходе теплоты, которая учитывается в так называемом *критерии конденсации* $K_{\text{кд}} = r/(c\Delta t)$, где удельная теплота конденсации r , Дж/кг, отнесена к теплоте максимального переохлаждения конденсата $c\Delta t$; c – теплоемкость конденсата, $\Delta t = t_{\text{нас}} - t_{\text{w}}$. Как и во многих процессах теплообмена, на интенсивность переноса теплоты здесь также влияет отношение вязкостных и температуропроводных свойств вещества, непосредственно обменивающегося теплотой с теплообменной поверхностью, т. е. критерий Прандтля для конденсата $Pr = \nu/a$.

Анализ процесса конденсации позволяет предположить, что на величину критерия Нуссельта, содержащего коэффициент теплоотдачи α от конденсирующегося насыщенного пара к вертикальной стенке размером l , влияют критерии Ga , $K_{\text{кд}}$ и Pr . В качестве характерного размера l в критериях $Nu = \alpha l/\lambda$ и $Ga = gl^3/\nu^2$ фигурирует вертикальный размер теплообменной поверхности; в тех же критериях λ и ν – коэффициенты теплопроводности и кинематической вязкости конденсата, поскольку именно течение пленки конденсата по поверхности и его теплопроводность определяет интенсивность переноса теплоты от пара к стенке.

Многочисленные экспериментальные исследования процессов конденсации насыщенных водяных паров и паров других веществ приводят к следующей корреляционной зависимости:

$$Nu = 1,13(Ga K_{\text{кд}} Pr)^{0,25}, \quad (3.65)$$

в которой критерии Ga , $K_{\text{кд}}$ и Pr оказываются влияющими на интенсивность теплоотдачи в одинаковой степени.

Обращает на себя внимание отсутствие в правой части соотношения (3.65) критерия Рейнольдса $Re = w\delta/\nu$ для движущейся пленки конденсата. Как и в процессе естественной конвекции, это

обстоятельство объясняется тем, что скорость w стекания пленки образующегося конденсата и ее толщина δ не являются здесь независимыми переменными, задаваемыми внешними условиями, но сами представляют собой функции процесса конденсации. В свою очередь, критерии $Gr = gl^3/\nu^2$ и $K_{кл} = r/(c\Delta t)$ учитывают действующие на жидкую пленку силы и количество образующегося конденсата, что в неявной форме влияет на величины w и δ , и, таким образом, непосредственной необходимости в критерии Re при описании теплоотдачи при конденсации нет.

Расчетная формула (3.65) – одна из немногих, которая может быть относительно просто получена теоретически. Действительно, при ламинарном режиме движения пленки конденсата перенос теплоты от конденсирующегося на ее наружной поверхности пара к стенке (см. рис. 3.16) происходит только за счет механизма теплопроводности. Предполагается также, что суммарный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью вдоль тонкой пленки пренебрежимо мал по сравнению с основным потоком теплоты от пара к стенке поперек пленки, что физические свойства конденсата (μ , λ и ρ) практически не зависят от температуры в обычно небольшом интервале изменения температур от t_w до $t_{нас}$.

В рамках сделанных упрощений задача гравитационного стекания жидкой пленки по вертикальной поверхности формулируется следующим образом (см. уравнения (1.85) и (1.86)):

$$\mu \frac{d^2 w}{dy^2} = -\rho g; \quad w|_{y=0} = 0; \quad \left. \frac{dw}{dy} \right|_{y=\delta} = 0, \quad (3.66)$$

где дифференциальное уравнение движения пленки представляет собой баланс сил вязкого трения и тяжести для любой точки внутри пленки. Первое граничное условие соответствует основному постулату гидродинамики вязкой жидкости о равенстве нулю значения скорости непосредственно на поверхности твердой стенки. Второе условие означает предполагаемое здесь отсутствие касательного напряжения трения наружной поверхности пленки ($y = \delta$) о пар, что оправдывается при обычно медленном стекании пленки в практически неподвижном паре.

Математическое описание (3.66) дополняется балансовыми уравнениями и уравнением поперечной теплопроводности, согласно которым масса dM пара, конденсирующегося на вертикальном элементе поверхности dx , равна dQ/r , а образующаяся на наружной поверхности пленки теплота конденсации dQ передается поперек пленки за счет теплопроводности (см. рис. 3.16):

$$dQ = (t_{нас} - t_w)dx/(\delta/\lambda). \quad (3.67)$$

Первое интегрирование дифференциального уравнения (3.66) дает линейную зависимость поперечного градиента скорости от направления y поперек пленки:

$$\frac{dw}{dy} = -\frac{\rho g}{\mu} y + C_1. \quad (3.68)$$

Константа интегрирования C_1 находится из второго граничного условия, согласно которому $-\rho g \delta / \mu + C_1 = 0$, откуда $C_1 = \rho g \delta / \mu$.

Интегрирование уравнения (3.68) при найденном C_1 дает параболический профиль скорости поперек пленки:

$$w(y) = -(\rho g / \mu) \frac{y^2}{2} + (\rho g \delta / \mu) y + C_2. \quad (3.69)$$

Константа C_2 определяется из первого граничного условия математического описания (3.66): $-\rho g (0^2/2 + \delta \cdot 0) / \mu + C_2 = 0$, откуда $C_2 = 0$.

Таким образом, профиль скорости в пленке конденсата имеет вид

$$w(y) = \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) \frac{\rho g}{\mu}, \quad (3.70)$$

где, однако, толщина пленки δ пока еще остается величиной неизвестной.

Вычислим среднюю по сечению пленки скорость движения конденсата:

$$\bar{w} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) \frac{\rho g}{\mu} dy = \frac{\rho g}{\delta \mu} \left(\delta \frac{\delta^2}{2} - \frac{\delta^3}{2 \cdot 3} \right) = \frac{\rho g}{\mu} \frac{\delta^2}{3}. \quad (3.71)$$

Расход конденсата через произвольное по высоте x сечение пленки выражается через уравнение расхода (на 1 м ширины пленки):

$$M(x) = \rho \bar{w} \delta(x). \quad (3.72)$$

Подставив в уравнение расхода (3.72) величину средней скорости, согласно соотношению (3.71), получим

$$M(x) = \frac{g \rho^2}{3 \mu} \delta^3. \quad (3.73)$$

Вычислив дифференциал dM , т. е. величину приращения массы конденсата в пленке за счет конденсации пара на элементарном участке dx , получим $dM = (g \rho^2 / \mu) \delta^2 d\delta$. Подставим это выражение в балансовое равенство $dM = dQ/r$ и затем в уравнение теплопроводности (3.67):

$$r \frac{g \rho^2}{\mu} \delta^2 d\delta = \frac{\lambda(t_{\text{нас}} - t_w)}{\delta} dx. \quad (3.74)$$

Разделив переменные в дифференциальном уравнении (3.74), проинтегрировав и используя очевидное граничное условие (см. рис. 3.16) $\delta|_{x=0} = 0$, получим

$$\delta(x) = \sqrt[4]{\frac{4 \nu \lambda}{r \rho g} \Delta t x}. \quad (3.75)$$

Величина локального коэффициента теплоотдачи α от пара к стенке представляется как результат деления коэффициента теплопроводности конденсата на переменное по высоте значение толщины пленки, что следует из очевидного равенства $Q = \alpha(t_{\text{нас}} - t_w) = \lambda(t_{\text{нас}} - t_w)/\delta$:

$$\alpha(x) = \frac{\lambda}{\delta(x)} = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r \rho g}{4 \nu \Delta t x}}. \quad (3.76)$$

Поскольку в технических расчетах обычно интересуются не локальным, а лишь средним по всей теплообменной поверхности коэффициентом теплоотдачи, его величина находится интегрированием $\alpha(x)$ по высоте L поверхности конденсации:

$$\alpha = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha(x) dx = \frac{1}{L} \int_0^L \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r \rho g}{4 \nu \Delta t}} \frac{dx}{x^{1/4}} = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 r \rho g}{4 \nu \Delta t}} \frac{1}{L}. \quad (3.77)$$

Формула (3.77) может быть представлена в безразмерной форме:

$$\text{Nu} = \alpha L / \lambda = 0,943 \sqrt[4]{\text{Ga} \text{K}_{\text{кл}} \text{Pr}}, \quad (3.78)$$

что с точностью до численного значения коэффициента совпадает с расчетным соотношением (3.65), полученным путем обобщения экспериментальных данных по конденсации насыщенных паров при ламинарном стекании пленки конденсата по вертикальной поверхности. Большее значение численного коэффициента в формуле (3.65) объясняется влиянием образующегося на поверхности жидкой пленки волнообразного движения.

Теплофизические свойства конденсата в расчетном соотношении (3.65) относятся к его средней арифметической температуре $(t_{\text{нас}} + t_w)/2$.

При конденсации пара на наружной поверхности горизонтальной трубы значение корректирующего множителя в формуле (3.65) составляет 0,726, а в качестве характерного размера вместо L используется наружный диаметр трубы.

Практически важно рассчитывать коэффициент теплоотдачи при конденсации на пучке горизонтальных труб, где конденсат, образующийся на верхних трубах, стекает на нижние трубы и механически воздействует на пленку конденсата, образующуюся в процессе конденсации пара на этих нижних трубах. Как показывают опыты, среднее значение α при конденсации на горизонтальном пучке труб может быть вычислено, если в формулу (3.65) с коэффициентом 0,726 ввести множитель 0,7 при числе труб в пучке менее 100 и множитель 0,6 – при числе труб более 100.

Все приведенные выше формулы соответствуют ламинарному режиму движения пленки, который, согласно опытным данным,

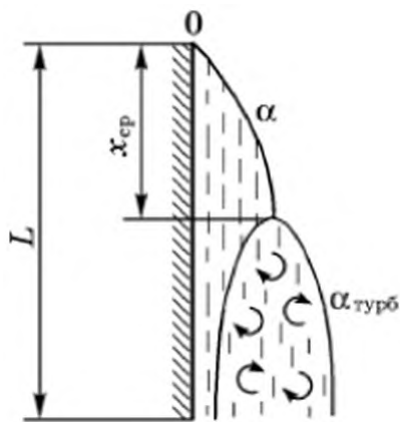


Рис. 3.17. Турбулизация пленки конденсата на охлаждаемой вертикальной поверхности конденсации

наблюдается в процессах конденсации при $Re = \bar{w}\delta/\nu \leq Re_{кр} \approx 400$, где \bar{w} – средняя скорость движения конденсата, δ – локальная толщина пленки, ν – кинематическая вязкость конденсата, $Re_{кр}$ – критическое значение критерия Рейнольдса для движущейся жидкой пленки. При значениях $Re > Re_{кр}$ пленка турбулизуется, и внутри нее в поперечном направлении начинает преобладать интенсивный турбулентный перенос теплоты.

Специфика процессов конденсации состоит в том, что первоначальный, верхний участок пленки конденсата всегда имеет ламинарный характер движения (рис. 3.17) и лишь ниже координаты $x_{кр}$, определяемой из условия $Re_{кр} \approx 400$ и из формул (3.71) и (3.75), основной объем пленки турбулизуется. Среднее значение коэффициента теплоотдачи для всей поверхности находится по правилу аддитивности: $\bar{\alpha} = [\alpha x_{кр} + \alpha_{турб}(L - x_{кр})]/L$. Здесь α – усредненный по ламинарному участку коэффициент теплоотдачи, рассчитываемый по соотношению (3.65); $\alpha_{турб}$ – среднее по турбулентному участку значение коэффициента теплоотдачи. Значение $\alpha_{турб}$ может быть определено по графику на рис. 3.18, где приведены соответствующие опытные данные, а в критерии $Nu_{турб}$ в качестве характерного размера фигурирует комплекс $[\nu^2/(g(1 - \rho_n/\rho))]^{1/3}$, содержащий кинематическую вязкость и плотность конденсата, плотность пара ρ_n и ускорение свободного падения g .

В специальной литературе приводятся также иные корреляционные зависимости для расчета интенсивности теплообмена между конденсирующимся паром и теплообменной поверхностью.

Коэффициент теплоотдачи при конденсации *влажного пара* (т. е. уже содержащего некоторую долю η конденсата, образующегося обычно в подводящих трубопроводах) несколько уменьшается, и его значение может

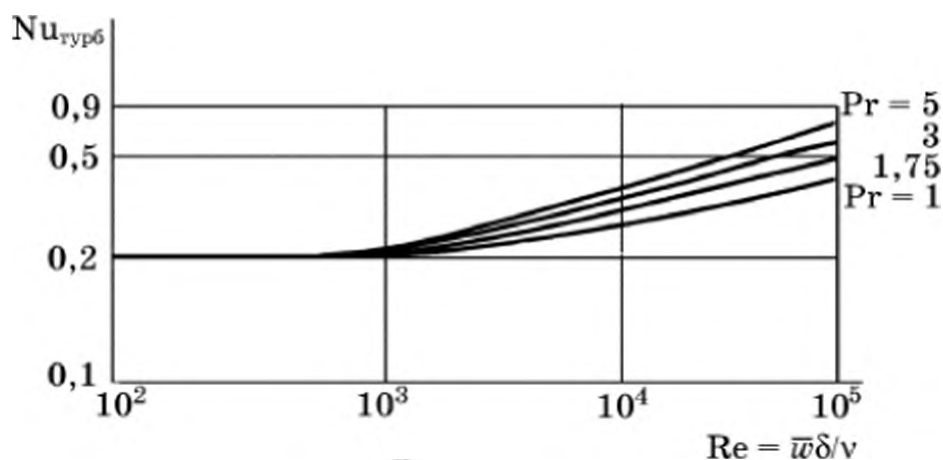


Рис. 3.18. Опытные данные по интенсивности конденсации пара при турбулентном режиме стекания пленки конденсата

быть получено введением в представленные ранее формулы поправочного множителя $(1 - \eta)^{0,25}$.

При конденсации *перегретого* до температуры $t > t_{\text{нас}}$ пара поправочный множитель учитывает относительно небольшую теплоту перегрева: $[1 + c_p(t - t_{\text{нас}})/r]^{0,25}$.

Существенное влияние на интенсивность теплоотдачи оказывают *неконденсирующиеся газы* (обычно – воздух), если они каким-либо путем попали в конденсирующийся пар. Например, при содержании в водяном паре всего 2 % воздуха коэффициент теплоотдачи α уменьшается почти в три раза. Такое значительное влияние объясняется тем, что при конденсации пара находящийся в паре воздух образует около наружной поверхности пленки тонкую воздушную прослойку, блокирующую пленку конденсата от пара. Поэтому при использовании водяного пара в качестве греющего агента в теплообменных аппаратах предусматривается периодическое или непрерывное удаление неконденсирующегося воздуха. Расчет теплообмена при конденсации парогазовых смесей рассматривается в специальной литературе.

При конденсации *смеси паров* вычисление коэффициентов теплоотдачи приближенно может быть проведено по приведенным ранее корреляционным соотношениям, в которых, однако, должны использоваться теплофизические свойства конденсата, представляющего в данном случае смесь конденсирующихся веществ. Этот непростой вопрос также рассматривается в специальной литературе.

В заключение отметим, что интенсивность теплоотдачи при конденсации паров (без примеси неконденсирующихся газов) самая значительная среди всех рассмотренных типовых случаев конвективной теплоотдачи. Величины α здесь достигают значений $10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

3.4.4. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Кипением называют интенсивный процесс парообразования, происходящий по всему объему жидкости, когда давление насыщенного пара кипящей жидкости равно внешнему давлению. Процесс кипения широко используется в технике. Так, в энергетике и технологический (греющий), и энергетический (перегретый) пар получают в парогенераторах (паровых котлах) путем испарения воды при температуре ее кипения. В химической технологии процесс кипения широко используется при упаривании растворов в выпарных аппаратах (гл. 4), при разделении жидких смесей способом перегонки и ректификации (гл. 6), при испарении хладагентов в условиях низких температур и т. п. При этом часто процесс кипения определяет общую производительность промышленных установок.

Обязательным условием кипения жидкости является непрерывный подвод теплоты, необходимой для процесса парообразо-

вания. Обычно теплота подводится от греющей поверхности, контактирующей с кипящей жидкостью, при этом, естественно, температура греющей поверхности должна превышать температуру кипящей жидкости ($t_w > t_{\text{кип}}$).

Процесс развитого кипения сопровождается образованием большого количества паровых пузырьков на теплоподводящей поверхности, последующим увеличением их размеров на поверхности, отрывом от нее и всплытием пузырей через слой кипящей жидкости (*пузырьковый режим кипения*). Эти процессы интенсифицируют теплоподвод к объему жидкости, что в свою очередь приводит к увеличению скорости парообразования. Существенно, что зарождение паровых пузырьков на микровпадинах греющей поверхности и их последующий отрыв непрерывно разрушают пристенный слой жидкости как бы изнутри. При этом на место оторвавшихся пузырей к поверхности подходит свежая жидкость из ее общего объема. Такие локальные часто повторяющиеся акты обновления жидкости у греющей стенки обеспечивают относительно высокую интенсивность теплоотдачи. Коэффициенты теплоотдачи при кипении имеют значения порядка 10^2 – 10^3 Вт/(м² · К).

При малых разностях температур $\Delta t = t_w - t_{\text{кип}}$ пузырьки пара зарождаются еще на незначительном числе центров парообразования, их перемешивающий эффект для всей поверхности теплообмена оказывается незначительным, и интенсивность теплоотдачи при этом определяется процессом естественной конвекции жидкости около греющей стенки. Однако по мере увеличения перегрева стенки относительно температуры кипения жидкости число центров парообразования становится больше, размеры пузырьков увеличиваются быстрее и частота их отрыва от поверхности возрастает. Все это приводит к интенсификации процесса перемешивания жидкости у стенки и во всем объеме и к соответствующему увеличению коэффициента теплоотдачи от стенки к кипящей жидкости (рис. 3.19). При дальнейшем увеличении разности температур стенки и кипения жидкости $\Delta t = t_w - t_{\text{кип}}$ число паровых пузырьков, одновременно находящихся на стенке, становится настолько большим, что они начинают занимать заметную долю всей теплообменной поверхности, а это ввиду малой теплопроводности пара приводит к уменьшению темпа роста коэффициента теплоотдачи (область приближения к максимуму на кривой рис. 3.19).

При некотором значении разности температур $\Delta t = \Delta t_{\text{кр}}$ паровые пузырьки уже не успевают отрываться от поверхности индивидуально и сливаются в сплошную паровую пленку, блокирующую горячую стенку от кипящей жидкости (*пленочный режим кипения*). Интенсивность теплоотдачи при этом уменьшается настолько значительно, что переход от пузырькового режима кипения

к пленочному называют *кризисом кипения*. Значение коэффициента теплоотдачи при переходе к пленочному режиму кипения уменьшается в 20–40 раз, что может приводить к нежелательному перегреву теплообменной поверхности.

Пленочный режим кипения всегда нежелателен, и в промышленности стараются организовать процесс кипения в области развитого пузырькового режима высокой интенсивности, но без опасности перехода к режиму пленочному.

В тех случаях, когда основная масса жидкости имеет температуру t_f меньше температуры ее кипения, а греющая поверхность нагрета до температуры t_w выше температуры кипения ($t_w > t_{\text{кип}} > t_f$), возможно существование так называемого пристенного кипения недогретой жидкости, при котором пузырьки пара на горячей поверхности образуются как и при обычном объемном кипении, но после отрыва пузырьков от поверхности и попадания их в основной объем относительно холодной жидкости происходит процесс конденсации пара из пузырьков. Интенсивность теплоотдачи от поверхности к объему жидкости в таком случае близка к интенсивности обычного пузырькового кипения, но паропроизводительность пристенного кипения весьма незначительна. Впрочем, при периодическом процессе жидкость быстро нагревается до температуры кипения за счет значительных коэффициентов теплоотдачи и выделения теплоты конденсации пара из пузырьков в объеме первоначально недогретой до температуры кипения жидкости.

Таким образом, для промышленной практики, где основной целью реализации процесса кипения, как правило, является получение паровой фазы, наиболее существенное значение имеет развитое пузырьковое кипение во всем объеме жидкости.

Паровой пузырек с начальным радиусом, соответствующим кривизне микровпадины (микротрещины) на греющей твердой поверхности, увеличивается за счет интенсивного испарения несколько перегретой относительно $t_{\text{кип}}$ пристенной жидкости внутрь пузырька. Число центров

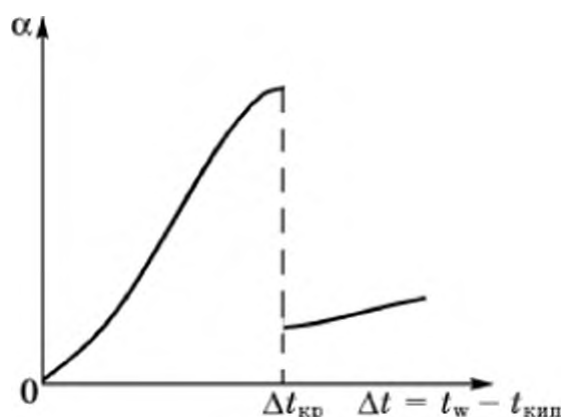


Рис. 3.19. Опытные данные по интенсивности теплоотдачи к кипящей жидкости

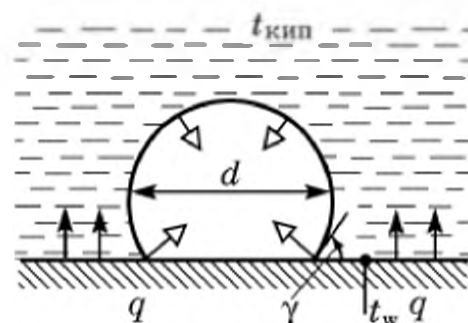


Рис. 3.20. Паровой пузырек на греющей поверхности, контактирующей с кипящей жидкостью

парообразования зависит от состояния поверхности и от количества первоначально растворенного в жидкости газа (воздуха); оба эти фактора способствуют процессу зарождения пузырьков. Учет зависимости числа центров зарождения пузырьков от состояния поверхности, от ее перегрева и прочих факторов представляет весьма трудную задачу при попытках количественного описания процесса пузырькового кипения.

Отрыв парового пузырька от поверхности происходит в тот момент, когда архимедова подъемная сила, действующая на растущий паровой пузырек и пропорциональная кубу его диаметра, станет равной силе поверхностного натяжения, удерживающей пузырек на поверхности и пропорциональной квадрату диаметра пузырька. Если принять наиболее простую, шаровую форму пузырька, то условие равенства указанных сил приводит к следующему соотношению для отрывного диаметра пузырька: $d_{\text{отр}} = 0,02\gamma\sqrt{\sigma/(g(\rho - \rho_{\text{п}}))}$, где γ – краевой угол смачивания поверхности жидкостью (рис. 3.20), σ – поверхностное натяжение жидкости, ρ и $\rho_{\text{п}}$ – плотности жидкости и пара. Согласно опытным данным, при отрывном диаметре, например, для воды ($\gamma = 50^\circ$) равном $d_{\text{отр}} \approx 2,5$ мм, частота отрыва паровых пузырьков весьма высока и составляет приблизительно 40 с^{-1} .

При всплывании в объеме кипящей жидкости паровые пузырьки приобретают сложную, изменяющуюся, несферическую форму; траектория их подъема оказывается не прямолинейной. Скорость всплытия пузырьков составляет приблизительно $0,2\text{--}0,4$ м/с. В процессе всплытия происходят частичное дробление и коалесценция пузырьков.

Анализ процесса пузырькового кипения оказывается настолько сложным, что и в настоящее время еще не сформулирована система уравнений и условий однозначности, адекватно отражающая все многообразие взаимосвязанных факторов, определяющих развитие процесса кипения. Особую сложность представляют условия на подвижной границе между жидкой фазой и поверхностью пузырей, а также условия зарождения пузырьков на реальных металлических поверхностях, к тому же изменяющих свою микроструктуру в процессе промышленной эксплуатации кипятельного оборудования.

Существуют несколько математических описаний (здесь не приводятся ввиду их сложности), каждое из которых служит лишь для установления вида обобщенных переменных, связь между которыми берется за основу при обработке результатов экспериментальных исследований процессов кипения.

Наиболее полные системы уравнений для пузырькового кипения, помимо общих дифференциальных уравнений движения и неразрывности жидкой и паровой фаз (см. гл. 1) и уравнений нестационарной теплопроводности для обеих фаз, должны учитывать условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз (процесс парообразования на этой подвижной границе). В математическое описание должны включаться условия механического взаимодействия жидкости и пузырьков в виде равенства касательных напряжений и скоростей обеих фаз на подвижной границе их раздела. Необходимо учитывать также размер фор-

мирующихся пузырей и распределение центров парообразования на греющей твердой поверхности. Последнее зависит от растворенного в жидкости газа, размера микрошероховатостей поверхности, их формы и распределения по греющей поверхности и т. п. Обработка такого рода систем математического описания процесса кипения методами теории подобия дает возможность получить вид безразмерных переменных комплексов, определяющих процесс пузырькового кипения.

В литературе по теплообмену имеются несколько соотношений, коррелирующих экспериментальные данные по кипению различных жидкостей на греющих поверхностях разной геометрической конфигурации. Эти соотношения, как правило, дают удовлетворительное совпадение рассчитываемых по ним значений коэффициентов теплоотдачи к кипящим жидкостям, несмотря на разнообразие форм учета влияния на процесс многочисленных теплофизических свойств жидкой и паровой фаз. Практически все аппроксимационные зависимости дают близкое влияние на коэффициент теплоотдачи основного параметра – величины теплового потока q от греющей поверхности к объему кипящей жидкости: $\alpha \sim q^n$, где по данным разных авторов $n = 0,6-0,7$.

Имеются соотношения, обладающие значительной общностью, включающие большое число влияющих на процесс параметров и проверенные на нескольких жидкостях и растворах. Такие уравнения, как правило, громоздки и все же не описывают всех имеющихся в литературе экспериментальных данных по кипению.

В качестве примера приводится аппроксимационная формула, соответствующая экспериментальным данным по интенсивности пузырькового кипения жидкостей в большом объеме; коэффициент теплоотдачи α в приводимой зависимости выражен через величину теплового потока q :

$$\frac{\alpha}{\lambda} \left[\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)} \right]^{1/2} = 3,25 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\nu}{a} \right)^{0,6} \left[\frac{q}{r\rho\nu} \left(\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)} \right)^{1/2} \right]^{0,6} \times$$

$$\times \left(\frac{P}{\sqrt{\sigma g(\rho - \rho_n)}} \right)^{0,7} \left[\frac{g}{\nu^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho - \rho_n)} \right)^{3/2} \right]^{0,125}, \quad (3.79)$$

где в качестве характерного размера используется величина $[\sigma/(g(\rho - \rho_n))]^{1/2}$, м, представляющая собой масштаб паровых пузырьков; P – давление, при котором происходит кипение, кгс/см²; σ , ν , ρ , a , λ и r – соответственно поверхностное натяжение, кинематическая вязкость, плотность, температуропроводность, теплопроводность и удельная теплота парообразования жидкости; ρ_n – плотность пара, которой при не слишком высоком давлении можно пренебречь по сравнению с ρ ; g – ускорение силы тяжести.

Физические параметры жидкой и паровой фаз в расчетных формулах для теплообмена при кипении берутся при температуре кипения (насыщения), поэтому эти расчетные соотношения часто оказывается возможным представить в простом виде,

но с коэффициентами, зависящими от природы кипящей жидкости:

$$\alpha = AP^m q^n. \quad (3.80)$$

Для воды и большинства иных жидкостей $m \approx 0,4$ и $n \approx 0,7$; значения коэффициента A для различных жидкостей приводятся в справочной литературе.

Вместо формулы (3.80) может быть также использовано эквивалентное соотношение

$$q = B(t_w - t_{\text{кип}})^k, \quad (3.81)$$

для которого значения аппроксимационных коэффициентов B и k также приводятся в литературе.

Кипение внутри труб при вынужденном движении (циркуляции) кипящей жидкости является основным способом осуществления процесса кипения в энергетике (парогенераторы) и в химической технологии (выпарные аппараты, трубчатые кипяильники перегонных аппаратов и ректификационных колонн и т. п.).

Если в обогреваемую снаружи трубу жидкость входит с температурой ниже температуры кипения, то на начальном участке трубы имеет место поверхностное кипение. После быстрого прогрева всего потока жидкости до температуры $t_{\text{кип}}$ кипение происходит по всему объему потока жидкости, а на последнем участке трубы возможен некоторый перегрев образовавшихся паров. Интенсивность теплообмена в зонах поверхностного и развитого кипения заметно зависит от скорости движения жидкости лишь при малых тепловых нагрузках, а с увеличением q скорость вынужденного движения кипящей жидкости перестает играть заметную роль и интенсивность теплоотдачи определяется процессами, сопровождающими пузырьковое кипение. Эмпирические корреляции для расчета длин отдельных зон и температур жидкости и стенки трубы приводятся в специальной литературе.

Чтобы кипение не перешло из интенсивного пузырькового режима в пленочный, необходимо оценивать критические значения теплового потока $q_{\text{кр}}$ и разности температур $\Delta t_{\text{кр}}$. Эксперименты показывают, что для многих жидкостей $q_{\text{кр}}$ лежит в пределах значений $100\text{--}350 \text{ кВт/м}^2$, а $\Delta t_{\text{кр}} \approx 20\text{--}25 \text{ К}$. Для воды $\Delta t_{\text{кр}} = 25 \text{ К}$, $\alpha_{\text{кр}} \approx 45 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ и $q_{\text{кр}} \approx 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

Одной из простых формул, описывающих кризис кипения, является полуэмпирическая зависимость

$$q_{\text{кр}} = K_1 r \sqrt{\rho_{\text{п}}} [g\sigma(\rho - \rho_{\text{п}})]^{1/4}, \quad (3.82)$$

в которой значения получаемой из опытных данных константы K_1 находятся в пределах $0,13\text{--}0,19$ и зависят от качества механической обработки греющей поверхности и ее ориентации относи-

тельно вертикали. Значения K_1 получены в опытах с водой, хладагентами (фреонами) и некоторыми органическими жидкостями.

3.5. ДРУГИЕ ВИДЫ КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ

Рассмотренные виды конвективной теплоотдачи наиболее распространены во всех отраслях техники. Для химической технологии характерными являются некоторые другие виды теплообмена между движущимся потоком теплоносителя и теплообменной поверхностью.

3.5.1. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ПЕРЕМЕШИВАНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Перемешивание жидких сред представляет собой одну из распространенных операций, проводимых с целью получения однородной среды двух и более жидкостей, равномерного распределения мелкодисперсной твердой фазы в объеме жидкости и т. п. Кроме того, перемешивание жидкости значительно интенсифицирует процесс теплообмена жидкости со стенкой аппарата (рис. 3.21) и с погруженными в жидкость теплообменными элементами (например, змеевиками, на рис. 3.21 не показанными), что существенно в тех многочисленных случаях, когда к жидкости необходимо подводить (или отводить) теплоту. Такая необходимость возникает почти всегда, если в аппарате проводится эндо- или экзотермическая реакция.

Интенсификация теплообмена по сравнению с теплоотдачей при естественной термической конвекции (см. разд. 3.4.2) происходит за счет создания в перемешиваемом объеме циркуляционных потоков жидкости, омывающих теплообменные поверхности со значительной скоростью как

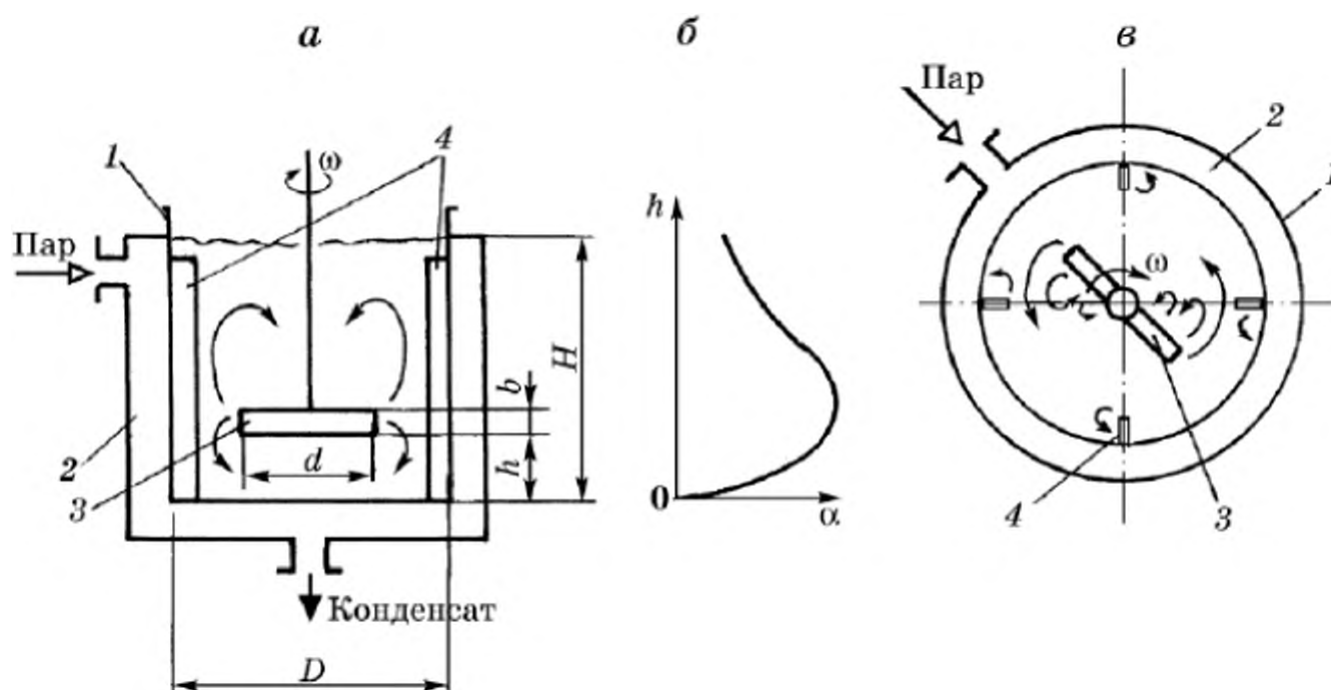


Рис. 3.21. Теплообмен перемешиваемой жидкости с внутренней стенкой аппарата:

a, в – схемы циркуляции перемешиваемой жидкости; *б* – распределение интенсивности процесса теплоотдачи по высоте аппарата; 1 – корпус аппарата; 2 – рубашка парового обогрева; 3 – мешалка; 4 – вертикальные перегородки

в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях. Сложность гидродинамической обстановки в аппаратах с механическим перемешиванием жидкостей не позволяет непосредственно использовать расчетные соотношения типа (3.59) и (3.60), которые справедливы для известного и постоянного вдоль теплообменной поверхности значения скорости теплоносителя w . Здесь же скорость перемешиваемой жидкости является неопределенной и непостоянной вдоль стенки аппарата. Ее значение представляет собой функцию интенсивности перемешивания и геометрических размеров системы аппарат – перемешивающее устройство (см. гл. 1). Поэтому для определения интенсивности теплообмена в аппаратах с мешалками проводятся многочисленные опыты, цель которых – определение коэффициентов теплоотдачи α между перемешиваемой жидкостью и теплообменными поверхностями различной конфигурации.

Результаты опытов представляются в виде критериальных зависимостей между критериями Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля, отношением (μ/μ_w) и геометрическими симплексами Γ_i , включающими отношение основных геометрических размеров системы H, D, h, b (см. рис. 3.21) к диаметру мешалки d :

$$Nu = C Re_{\omega}^{n_1} Pr^{n_2} (\mu/\mu_w)^{n_3} \Gamma_1^{n_4} \Gamma_2^{n_5} \dots \quad (3.83)$$

Специфической для процессов теплоотдачи при перемешивании является структура центробежного критерия Рейнольдса $Re_{\omega} = nd^2/\nu$, в котором вместо неопределенной здесь величины скорости теплоносителя содержатся частота вращения мешалки n и квадрат ее диаметра, произведение которых nd пропорционально величине окружной скорости движения жидкости вблизи внешнего конца лопасти мешалки.

В критерии Нуссельта в качестве характерного размера используется или диаметр аппарата D , как это имеет место для теплообмена перемешиваемой жидкости с внутренней поверхностью аппарата, или наружный диаметр трубки погруженного в жидкость змеевика для теплообмена с поверхностью змеевика.

Опыты по теплообмену показывают, что численные значения константы C и показатели степеней n_1, n_2, \dots имеют приблизительно тот же порядок, что и в аналогичных соотношениях для вынужденной конвекции с известной скоростью теплоносителя; это естественно, поскольку физика процессов теплообмена при вынужденной конвекции аналогична. Так, показатель степени при критерии Рейнольдса n_1 лежит в пределах от 0,4 до 0,92 для различных типов мешалок; значения показателей степеней при теплофизических свойствах жидкостей практически совпадают с показателями при тех же критериях для типовых случаев вынужденного теплообмена ($n_1 \approx 1/3$ и $n_2 = 0,14$). Показатели степеней при геометрических симплексах обычно имеют значения меньше единицы. При наличии на внутренней поверхности аппарата вертикальных перегородок, интенсифицирующих движение перемешиваемой жидкости, в соотношение (3.83) вводятся симплексы, содержащие ширину перегородок и их число.

Конкретные значения полученных из соответствующих опытов величин C, n_1, n_2, \dots приводятся в литературе по перемешиванию.

3.5.2. ТЕПЛООТДАЧА К ПЛЕНКАМ КАПЕЛЬНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Высокой интенсивностью теплообменных процессов характеризуется аппаратура, в которой жидкий теплоноситель стекает вниз по теплообменной поверхности в виде тонкой пленки. В отличие от процесса конденсации пара здесь пленка не образуется в результате фазового перехода, а формируется в верхней части теплообменной поверхности из подаваемой жидкости.

Задача о теплообмене пленки при ламинарном режиме ее стекания по вертикальной поверхности может быть решена на основе анализа дифференциальных уравнений движения и теплообмена пленки и поверхности.

Гидродинамическая часть задачи рассматривается в изотермическом приближении, что делает ее похожей (рис. 3.22) на задачу о стекании пленки конденсата по вертикальной поверхности:

$$\mu \frac{d^2 w}{dy^2} + \rho g = 0; \quad w|_{y=0} = 0; \quad \left. \frac{dw}{dy} \right|_{y=\delta} = 0. \quad (3.84)$$

Решение математического описания (3.84), по существу не отличающегося от (3.66), не представляет сложности и приводит к параболическому профилю скорости жидкости поперек пленки (см. решение (3.70)):

$$w = \frac{g}{\nu} \left(\delta - \frac{y}{2} \right) y, \quad (3.85)$$

где δ – толщина пленки, которая в отличие от процесса конденсации здесь не является функцией процесса теплообмена, а может быть выражена через объемную плотность орошения поверхности Γ , $\text{м}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$, отнесенную к единице ее периметра (см. уравнение (1.92)):

$$\delta^3 = \frac{3\nu^2}{4g} \text{Re}, \quad (3.86)$$

где $\text{Re} = 4\Gamma/\nu$.

Теплообмен в ламинарной пленке описывается дифференциальным уравнением кондуктивно-конвективного переноса теплоты (3.51), упрощенным, согласно условиям задачи:

$$\frac{g\delta^2}{\nu} \left(1 - \frac{y}{2\delta} \right) \frac{y}{\delta} \frac{\partial t}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}; \quad t|_{x=0} = t_0; \quad t|_{y=0} = t_w; \quad \left. \frac{\partial t}{\partial y} \right|_{y=\delta} = 0, \quad (3.87)$$

в левой части которого множитель при градиенте температуры поперек пленки представляет собой изотермический профиль вертикальной скорости (3.85).

В математическом описании (3.87) приняты предположения о стационарности процесса теплообмена, о возможности пренебречь продольной теплопроводностью по сравнению с поперечной ($\partial^2 t / \partial x^2 \ll \partial^2 t / \partial y^2$),

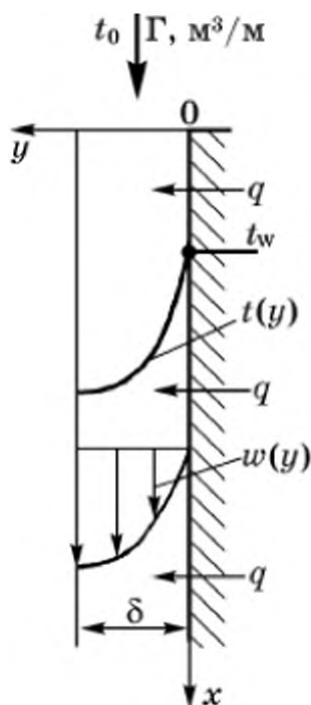


Рис. 3.22. Движение и теплообмен со стенкой пленки капельной жидкости, подаваемой на вертикальную обогреваемую поверхность

о равномерности температуры (t_0) подаваемой на орошение жидкости по периметру орошения, о неизменности температуры поверхности (t_w) по ее ширине и высоте и об отсутствии теплообмена наружной поверхности пленки ($y = \delta$) с окружающей средой. Последнее соответствует отсутствию кондуктивного теплового потока изнутри ламинарной пленки к ее наружной поверхности, т. е. равенству нулю поперечного градиента температуры при $y = \delta$.

Решение дифференциального уравнения системы (3.87) может быть проведено только численными методами. Результаты расчетов обычно представляются в форме традиционных корреляционных зависимостей между критериями Нуссельта и Рейнольдса:

$$\frac{\alpha(v^2/g)^{1/3}}{\lambda} = 2,06 Re^{-1/3}, \quad (3.88)$$

где в качестве масштаба толщины пленки используется величина $(v^2/g)^{1/3}$, представляющая собой соотношение сил вязкого трения и тяжести, от которых зависит толщина стекающей жидкой пленки.

Существенно сложнее для теоретического анализа процесса теплообмена жидкой пленки с поверхностью ситуация, когда режим движения пленки становится турбулентным. По опытным данным при гравитационном течении пленок окончание ламинарного режима движения соответствует значению критерия Рейнольдса для пленки $Re_{кр} \approx 1600$. Соотношение для расчета коэффициента теплоотдачи от стенки к турбулизированной пленке получают из обобщения соответствующих опытных данных:

$$\frac{\alpha(v^2/g)^{1/3}}{v} = 0,047 Re^{0,23} Pr^{1/3}. \quad (3.88a)$$

Аппроксимационная формула (3.88a) есть результат обобщения опытных данных по теплообмену различных жидкостей ($Pr = 4-300$) для чисел Рейнольдса $Re = 4\Gamma/v > 1200$.

Наличие теплоотдачи с наружной поверхности пленки к окружающей среде, например испарение жидкости, что имеет место в пленочных испарителях, снижает интенсивность теплообмена между пленкой и поверхностью приблизительно на 17 %, как это показывают опытные данные.

Волнообразное движение пленки, возникающее под действием сил поверхностного натяжения жидкости, приводит к появлению некоторого конвективного переноса теплоты поперек пленки, что интенсифицирует теплообмен пленки с поверхностью приблизительно на 20 %.

Более сложные для анализа процессы теплообмена жидких пленок в аппаратах с восходящей пленкой, а также с пленкой, механически перемещаемой по теплообменной поверхности скребковой мешалкой, и т. п. рассматриваются в литературе по пленочным аппаратам.

3.5.3. ТЕПЛООБМЕН В СИСТЕМАХ С ДИСПЕРСНОЙ ТВЕРДОЙ ФАЗОЙ

В химической и смежных отраслях промышленности контакт между дисперсной твердой фазой и сплошной средой, фильтрующейся через неподвижный, движущийся или псевдооживленный слой дисперсного материала, используется для увеличения поверхности контакта фаз в процессах, сопровождающихся гетерогенными химическими реакциями, в процессах адсорбции, растворения, кристаллизации, ионного обмена, сушки и т. п. (см. последующие главы).

Различают перенос теплоты внутри слоя дисперсного материала, межфазный теплообмен между фильтрующимся потоком сплошной среды и поверхностью частиц дисперсного материала и теплообмен между слоем материала и теплообменной поверхностью, т. е. с внутренней поверхностью самого аппарата или со специально размещенной в слое материала теплообменной поверхностью.

Так, например, при проведении каталитической экзотермической реакции в неподвижном слое дисперсного катализатора существенно, чтобы выделяющаяся при реакции теплота непрерывно отводилась из внутренних зон слоя, где возможен нежелательный перегрев катализатора, к его наружной границе, откуда теплота будет отведена охлаждающей водой, подаваемой в рубашку охлаждения. При этом важно, с какой интенсивностью теплота будет передаваться внутри слоя и от слоя к поверхности охлаждения. Кроме того, поскольку реакция происходит на поверхности и внутри пористых частиц катализатора, то скорость выделения теплоты химической реакции зависит от температуры на поверхности и внутри частиц, согласно известному закону Аррениуса. Значение температуры внутри частиц связано с их размерами, с коэффициентом теплоотдачи между фильтрующимся потоком и поверхностью частиц и с температуропроводностью материала частиц (см. задачу о нестационарной теплопроводности твердых тел и пример ее решения (3.41)).

При анализе задачи о переносе теплоты в объеме *неподвижного слоя* частиц слой рассматривают как квазигомогенное тело, обладающее некоторой эффективной теплопроводностью. На самом деле, теплота в слое передается теплопроводностью только внутри самих частиц дисперсного материала, а в зазорах между частицами перенос теплоты осуществляется в основном конвекцией, причем с различной эффективностью вдоль направления фильтрации потока и в поперечном направлении. В продольном направлении перенос теплоты происходит за счет вынужденной конвекции со скоростью, равной скорости движения фильтрующейся сплошной среды; в поперечном – за счет теплопереноса естественной конвекцией от поверхности одной частицы через среду в объеме между соседними частицами к поверхности другой частицы.

Теоретический анализ такого сложного переноса теплоты практически невозможен, а опытные данные по коэффициентам поперечной теплопроводности неподвижных фильтруемых слоев обычно представляются в форме сложных аппроксимационных зависимостей, учитывающих размеры частиц, теплофизические свойства сплошной среды, включая и ее коэффициент термического расширения, а также скорость направленного фильтрационного движения сплошной среды.

Опытные данные по интенсивности теплообмена между фильтруемым слоем дисперсного материала и теплообменной поверхностью представляются в традиционной форме зависимости критерия Нуссельта от критериев Рейнольдса и Прандтля:

$$\frac{\alpha_w d_3}{\lambda} = \begin{cases} 0,253 \text{Re}_3^{0,5} \text{Pr}^{1/3}, & 1 < \text{Re}_3 < 38, \\ 0,090 \text{Re}_3^{0,8} \text{Pr}^{1/3}, & 38 < \text{Re}_3 < 10^4, \end{cases} \quad (3.89)$$

где α_w – искомый коэффициент теплоотдачи между потоком фильтрующей среды и стенкой; $d_3 = 4\varepsilon/\sigma$ – эквивалентный диаметр каналов между частицами; ε – порозность неподвижного слоя; σ – поверхность частиц в 1 м³ неподвижного слоя, м²/м³; λ – теплопроводность сплошной среды; $\text{Re}_3 = 4\Phi \text{Re}/6(1 - \varepsilon)$ – эквивалентный критерий Рейнольдса; $\Phi = \pi d_v^2/(4S)$ – так называемый коэффициент сферичности частиц неправильной формы с известным объемом $V = (\pi/6)d_v^3$ и известным минимальным сечением S ; $\text{Pr} = \nu/a$ – критерий Прандтля для среды.

Экспериментальные данные по коэффициентам теплоотдачи между поверхностью частиц в слое и фильтрующимся потоком среды также представляются в форме (3.89), но, естественно, с иными численными значениями аппроксимационных коэффициентов.

Ввиду большого числа влияющих факторов и сложности экспериментального определения температуры поверхности частиц внутри слоя точность расчетных соотношений для коэффициентов межфазной теплоотдачи обычно не превышает 20 % для частиц правильной формы и 30–40 % для частиц существенно нерегулярной геометрической конфигурации.

Движущийся слой дисперсного материала позволяет обеспечить непрерывный технологический процесс, проводимый при контакте потока текучей среды и дисперсной твердой фазы. Обычно используется нисходящее гравитационное движение дисперсного материала. Отличие от теплообмена в неподвижном слое здесь состоит в некотором разрыхлении слоя при его движении, особенно заметном в непосредственной близости от стенки, что приводит к увеличению скорости фильтрационного движения среды в местах с большей локальной порозностью слоя. Кроме того, частицы внутри движущегося как единое целое слоя получают некоторую возможность вращения и относительного перемещения. Эти обстоятельства интегрально учитываются значениями корреляционных коэффициентов в экспериментально получаемых соотношениях для эффективной теплопроводности, внешнего и межфазного теплообмена для движущегося слоя дисперсного материала.

Существенное отличие *вертикального потока газозвеси* от движущегося слоя дисперсного материала состоит, во-первых, в значительно меньших объемных концентрациях частиц и, во-вторых, в том, что относительная скорость движения твердой и сплошной фаз, легко определяемая в условиях неподвижного и движущегося слоев, здесь представляет собой скорость витания частиц (см. гл. 2) для участка установившегося движения частиц и может иметь значительно большие значения на нижнем, разгонном участке вертикального аппарата.

Ввиду значительной порозности потока газозвеси, приближающейся к единице, продольная теплопроводность газозвеси имеет порядок турбулентной теплопроводности газового потока, а коэффициенты межфазного теплообмена зависят от объемной концентрации β потока газозвеси:

$$Nu = 0,0061 Re^{0,8} \beta^{-0,43}, \quad (3.90)$$

где $Nu = \alpha d / \lambda$ – критерий Нуссельта; $Re = w_{отн} \alpha / \nu$ – критерий Рейнольдса; $w_{отн}$ – относительная скорость движения несущего газа и твердых частиц.

В корреляционных формулах для интенсивности теплообмена поверхности и потока газозвеси интенсификация процесса в связи с наличием в газовом потоке твердых частиц учитывается введением отношения теплоемкостей газа и твердой фазы.

Теплообменные процессы в условиях *псевдоожиженного слоя* весьма интенсивны вследствие энергичного перемешивания дисперсной фазы в объеме слоя. Эффективная теплопроводность псевдоожиженного слоя достигает теплопроводности металлов, что делает псевдоожиженный слой практически изотермическим, а это существенно для многих экзотермических технологических процессов.

Интенсивность внешнего теплообмена псевдоожиженного слоя с теплообменной поверхностью (α_w) имеет максимум в зависимости от скорости псевдоожижающего агента (рис. 3.23). Действительно, резкое увеличение коэффициента теплоотдачи α_w по достижении потоком критической скорости $w_{кр}$ начала псевдоожижения (см. гл. 1) объясняется появлением относительного движения частиц в слое; по мере увеличения скорости потока $w > w_{кр}$ движение твердой фазы в слое интенсифицируется. Однако при весьма больших скоростях псевдоожижающего агента, приближающихся к скорости уноса частиц из слоя, концентрация частиц в слое уменьшается настолько, что влияние этого фактора начинает преобладать над влиянием скорости

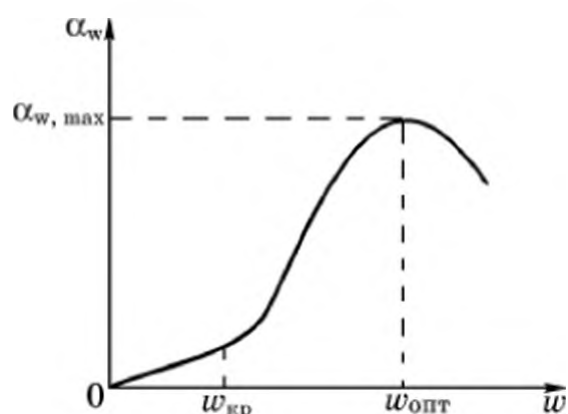


Рис. 3.23. Экспериментальная зависимость интенсивности теплообмена между псевдоожиженным слоем и поверхностью от скорости псевдоожиженного агента

движения частиц и, таким образом, значение α_w начинает уменьшаться.

Опытные данные по величинам $\alpha_{w, \max}$ представляются в форме зависимости $Nu_{\max} = \alpha_{w, \max} d / \lambda$ от критерия Архимеда $gd^3(\rho_r - \rho)/(\rho\nu^2)$:

$$Nu_{\max} = 0,86Ar^{0,2}. \quad (3.91)$$

Значение скорости псевдоожижающего агента $w_{\text{опт}}$, при которой имеет место максимальное значение коэффициента теплоотдачи от псевдоожиженного слоя к стенке $\alpha_{w, \max}$, находится из корреляционного соотношения

$$Re_{\text{опт}} = Ar / (18 + 5,22\sqrt{Ar}). \quad (3.92)$$

Опытные данные по интенсивности межфазного теплообмена (α) могут быть обобщены соотношениями

$$\frac{Nu}{Pr^{1/3}} = \begin{cases} 0,016(Re/\varepsilon)^{1/3}, & Re/\varepsilon < 200, \\ 0,40(Re/\varepsilon)^{2/3}, & Re/\varepsilon > 200. \end{cases} \quad (3.93)$$

Завершая краткий обзор методов определения коэффициентов теплоотдачи между текучими теплоносителями и теплообменными поверхностями, следует отметить два обстоятельства. Во-первых, существуют еще много видов конвективной теплоотдачи, расчетные соотношения для которых имеют структуру, аналогичную приведенным выше (теплообмен в змеевиках, теплоотдача от оребренных поверхностей, от наружных поверхностей пучков труб при сложном обтекании, от поверхностей пластинчатых теплообменных аппаратов, теплообмен поверхностей с потоками неньютоновских жидкостей, теплообмен при непосредственном соприкосновении несмешивающихся теплоносителей и т. п.) и приводятся в литературе по теплообмену. Во-вторых, определение коэффициентов теплоотдачи для соответствующих конкретных условий хоть и представляет собой одну из наиболее сложных и разнообразных задач анализа процессов теплообмена, но не является единственным этапом расчета. После вычисления значений α для конкретных видов взаимодействия теплоносителя с теплообменной поверхностью, как правило, проводится дальнейший расчет, имеющий целью определение величины необходимой поверхности теплообмена для передачи заданного количества теплоты (*проектный вариант расчета*). При известной величине теплообменной поверхности определяются конечные температуры теплоносителей (*проверочный вариант расчета*). Расходы обменивающихся теплотой теплоносителей и их теплофизические свойства обычно бывают предварительно известны.

Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи для наиболее типичных видов конвективного теплообмена приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи для наиболее типичных видов конвективного теплообмена

Виды конвективной теплоотдачи	α , Вт/(м ² · К)
Нагревание и охлаждение газов	10–60
То же масел	50–1500
" органических жидкостей	300–2500
" воды	500–5000
Кипение органических жидкостей	800–2500
Кипение воды и водных растворов	1000–10000
Конденсация паров органических веществ	500–2500
Конденсация водяных паров	5000–15000

3.6. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТАХ

Теплообменные аппараты (ТОА) широко используются в промышленности для нагревания или охлаждения различных веществ путем передачи теплоты от горячего теплоносителя к холодному. Наиболее распространен в химической и смежных отраслях промышленности *рекуперативный кожухотрубчатый теплообменный аппарат*, в котором два текучих теплоносителя (капельные жидкости, газы, пары, их смеси) обмениваются теплотой через цилиндрические поверхности многочисленных параллельных труб (см. рис. 3.12). Один теплоноситель проходит внутри параллельных труб (по трубному пространству), а второй – по межтрубному пространству между наружной поверхностью труб и цилиндрическим кожухом ТОА. Площадь теплообменной поверхности в таких аппаратах достигает 950 м², число труб – 2500, длина труб – до 8 м.

В некоторых производствах находят применение так называемые *регенеративные ТОА*, в которых характер переноса теплоты существенно отличается от теплопередачи в рекуперативных аппаратах. В отличие от рекуперативных в них имеется только одно рабочее пространство, куда горячий и холодный теплоносители поступают поочередно. Такой аппарат содержит некоторую массу (металла или кирпичной кладки) большой теплоемкости, которая в начале воспринимает теплоту от греющего теплоносителя, а затем отдает ее холодному (нагреваемому) теплоносителю, когда тот вводится в рабочее пространство после нагревающего теплоносителя.

Преимуществами регенеративного теплообменника являются сокращение рабочего объема, что оказывается существенным при теплообмене больших объемов газов, и относительная простота конструкции. Однако

очередность выхода теплоносителей и значительные затраты времени на циклы прогрева и охлаждения массы ТОО обуславливают и основной недостаток таких аппаратов по сравнению с рекуператорами – непрерывное изменение температуры теплоносителей на выходе из аппарата в пределах каждого цикла работы.

Регенеративные ТОО применяются в основном в металлургической и коксогазовой промышленности, где по самому характеру их циклического производства происходят взаимное нагревание и охлаждение больших объемов газов. В химической технологии широко используются ТОО рекуперативного типа, легко обеспечивающие постоянство выходных температур теплоносителей. Поэтому далее будут рассматриваться вопросы расчета и конструктивного оформления только рекуперативных теплообменных аппаратов.

3.6.1. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

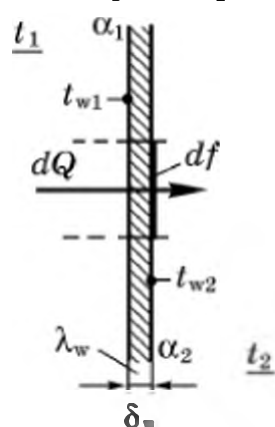
Основой расчета процесса теплообмена двух теплоносителей, имеющих разные температуры (t_1 и t_2) и разделенных твердой стенкой (обычно металлическая поверхность труб рекуперативного теплообменника, например изображенного на рис. 3.12), служит уравнение теплопередачи, которое для переноса теплоты через элементарную площадку df поверхности теплообмена (рис. 3.24) записывается следующим образом:

$$dQ = K(t_1 - t_2)df. \quad (3.94)$$

Согласно уравнению (3.94), количество передаваемой в единицу времени теплоты dQ , Дж/с (Вт), пропорционально разности температур ($t_1 - t_2$) обменивающихся теплотой теплоносителей (см. уравнения стационарной теплопроводности (3.20)–(3.22)).

Коэффициент пропорциональности K имеет смысл *термической проводимости* пути, по которому теплота переходит от горячего теплоносителя к холодному. Численное значение коэффициента теплопередачи K соответствует тепловой мощности, передаваемой через единичную теплообменную поверхность (Вт/м²), при разности температур теплоносителей ($t_1 - t_2$) в один градус: $[K] = [dQ]/([df][(t_1 - t_2)]) = \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Термическая проводимость есть величина, обратная термическому сопротивлению (R_t), которое складывается из нескольких



термических сопротивлений, последовательно “включенных” в направлении потока теплоты. Такими частными сопротивлениями здесь являются: термическое сопротивление переносу теплоты от основной массы горячего теплоносителя к поверхности стенки, с которой соприкасается этот теплоноситель

Рис. 3.24. Стационарный перенос теплоты поперек плоской стенки (к уравнению теплопередачи (3.94))

(это величина, обратная коэффициенту теплоотдачи, $1/\alpha_1$); сопротивление собственно твердой стенки (δ_w/λ_w) и сопротивление теплопереносу от поверхности стенки ко второму теплоносителю ($1/\alpha_2$). Кроме этих неизменных термических сопротивлений в реальных ТОА могут быть дополнительные сопротивления, связанные с появлением в процессе эксплуатации аппарата на его теплообменных поверхностях слоев оксидов или каких-либо отложений из теплоносителей (минеральные соли, продукты термического разложения и т. п.). Термические сопротивления таких дополнительных слоев записываются через их толщины δ_i и коэффициенты теплопроводности λ_i , а их величины складываются с основными сопротивлениями. Численные значения δ_i и λ_i или непосредственные величины самих термических сопротивлений для типичных видов загрязнений ТОА приводятся в справочной литературе.

Для плоских теплообменных поверхностей величина коэффициента теплопередачи выражается через *частные термические сопротивления* следующим образом:

$$K = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_i \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}. \quad (3.95)$$

Величины коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 от теплоносителей к соответствующим наружным поверхностям теплопередающей стенки определяются по рассмотренным в разд. 3.4 соотношениям для конвективного теплообмена в зависимости от вида взаимодействия каждого из теплоносителей с поверхностью.

В общем случае величина теплообменной поверхности F определяется интегрированием уравнения (3.94) по всей необходимой поверхности F и по всему количеству передаваемой через эту поверхность теплоты Q :

$$F = \int_0^F df = \int_0^Q \frac{dQ}{K(t_1 - t_2)}. \quad (3.96)$$

Непосредственное вычисление определенного интеграла в правой части уравнения (3.96) затруднительно, так как переменной интегрирования является количество передаваемой теплоты, а подынтегральная функция сложным образом зависит от температур как непосредственно ($t_1 - t_2$), так и через зависимость коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 от значений теплофизических свойств теплоносителей (теплоемкость, теплопроводность, вязкость и др.), входящих в расчетные критериальные соотношения и в свою очередь зависящих от температуры.

Значительное упрощение в расчетах происходит в тех часто встречающихся случаях, когда величину коэффициента теплопередачи возможно считать постоянной по всей поверхности теплопередачи ($K = \text{const}$). При этом дифференциальное уравнение теплопередачи (3.94) интегрируется следующим образом:

$$\int_0^Q dQ = Q = \int_0^F K(t_1 - t_2) df = K \int_0^F (t_1 - t_2) df = K \Delta t_{\text{cp}} F. \quad (3.97)$$

Последнее интегрирование произведено на основе известной теоремы о среднем, согласно которой подынтегральную функцию в виде ее среднего значения на интервале интегрирования можно вынести из-под знака определенного интеграла. Следовательно, средняя по поверхности теплообмена разность температур теплоносителей выражается через определенный интеграл:

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{1}{F} \int_0^F (t_1 - t_2) df \quad (3.98)$$

и нуждается в вычислении.

Чтобы произвести вычисление интеграла в соотношении (3.98), необходимо использовать уравнения тепловых балансов, записываемые для обоих теплоносителей в пределах элементарной площадки (рис. 3.25):

$$dQ = c_1 G_1 (-dt_1) = c_2 G_2 (-dt_2), \quad (3.99)$$

где c_1, c_2 ; G_1 и G_2 – теплоемкости (Дж/(кг · К)) и массовые расходы (кг/с) первого и второго теплоносителей; dt_1 и dt_2 – элементарные изменения температур первого и второго теплоносителей при прохождении ими вдоль элемента поверхности df .

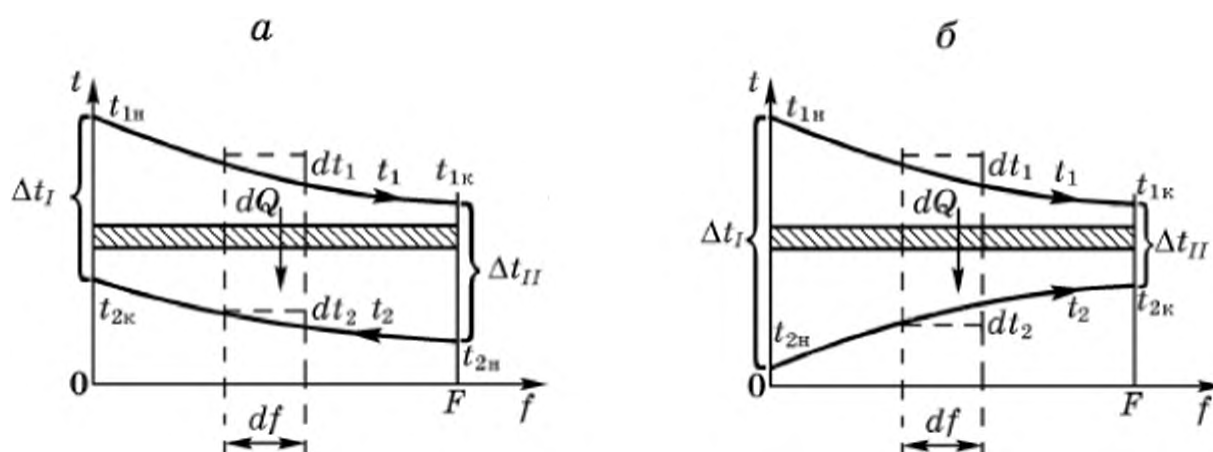


Рис. 3.25. Распределение температур теплоносителей вдоль теплообменной поверхности.

Движение носителей: *a* – противоточное; *б* – прямоточное

Балансовые соотношения (3.99) соответствуют так называемому *противоточному движению теплоносителей* (рис. 3.25, а), при котором вход и выход теплоносителей осуществляются с разных концов ТОА (см. рис. 3.12), отрицательные знаки при дифференциалах температур означают уменьшение t_1 и t_2 в положительном направлении переменной f . Для *прямоточной схемы движения теплоносителей* (ввод и движение теплоносителей вдоль теплообменной поверхности в одном направлении, рис. 3.25, б) отрицательный знак при dt_2 изменяется на положительный.

Простой вид уравнений тепловых балансов (3.99), строго говоря, соответствует предположениям об отсутствии тепловых потерь в окружающую среду, т. е. о том, что вся теплота, отданная горячим теплоносителем, воспринимается на элементе df холодным теплоносителем и идет на повышение его температуры на величину dt_2 . Считается также, что в массе теплоносителей отсутствуют фазовые превращения, при которых выделение (или поглощение) значительного количества теплоты фазового перехода происходит без изменения температуры. Кроме того, уравнения тепловых балансов (3.99) справедливы лишь в случаях, когда можно пренебречь переносом теплоты в направлении движения теплоносителей за счет теплопроводности и турбулентного переноса по сравнению с конвективным переносом, представленным в уравнениях (3.99). Последнее обычно справедливо при движении теплоносителей со значительными скоростями, принятыми для эксплуатации ТОА (для капельных жидкостей 0,25–2,5 м/с, для газов и перегретых паров 5–30 м/с). Однако, например, для жидкометаллических теплоносителей с высокими значениями коэффициентов теплопроводности ($\lambda = 5\text{--}420 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$), проходящих через ТОА с малыми скоростями вследствие значительной их вязкости, кондуктивный перенос теплоты ($-\lambda \text{ grad } t$) вдоль поверхности теплообмена может оказаться сравнимым с конвективным переносом (cGt). В этом случае в простые балансовые соотношения (3.99) должны вводиться дополнительные слагаемые кондуктивного переноса. Сделанные здесь замечания существенны потому, что последующие выкладки с использованием уравнений (3.99) и, следовательно, формула (3.105) для вычисления средней разности температур теплоносителей, строго говоря, справедливы лишь при выполнении отмеченных здесь условий.

3.6.2. СРЕДНЯЯ РАЗНОСТЬ ТЕМПЕРАТУР ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

Уравнения теплового баланса (3.99) решаются относительно дифференциалов температур, и вместо количества передаваемой теплоты dQ вводится его выражение, согласно уравнению теплопередачи (3.94):

$$\begin{cases} dt_1 = -\frac{dQ}{c_1 G_1} = -\frac{K(t_1 - t_2)}{c_1 G_1} df, \\ dt_2 = -\frac{dQ}{c_2 G_2} = -\frac{K(t_1 - t_2)}{c_2 G_2} df. \end{cases} \quad (3.100)$$

Вычитая из первого равенства (3.100) второе, получим выражение для дифференциала разности температур теплоносителей:

$$d(t_1 - t_2) = - \left(\frac{1}{c_1 G_1} - \frac{1}{c_2 G_2} \right) K(t_1 - t_2) df. \quad (3.101)$$

Если интервал изменения температур теплоносителей невелик и их теплоемкости можно считать постоянными (строго говоря, должно соблюдаться условие $1/(c_1 G_1) - 1/(c_2 G_2) = m = \text{const}$), то после разделения переменных $(t_1 - t_2)$ и f : $d(t_1 - t_2)/(t_1 - t_2) = -mKdf$ и использования в качестве условия однозначности известного значения разности температур теплоносителей на одном конце теплообменного аппарата $(t_1 - t_2)|_{f=0} = \Delta t_I$ (см. рис. 3.25), интегрирование уравнения (3.101) приводит к экспоненциальному изменению разности температур теплоносителей вдоль теплообменной поверхности:

$$(t_1 - t_2) = \Delta t_I \exp(-mKf), \quad (3.102)$$

где дополнительно принято условие $K = \text{const}$.

Полученное распределение разности температур теплоносителей $(t_1 - t_2)$ позволяет получить среднее значение этой разности $\Delta t_{\text{ср}}$ непосредственным интегрированием в соотношении (3.98) с использованием выражения (3.102):

$$\Delta t_{\text{ср}} = \frac{1}{F} \int_0^F \Delta t_I \exp(-Kmf) df. \quad (3.103)$$

Интегрирование в (3.103) дает

$$\Delta t_{\text{ср}} = \frac{\Delta t_I}{F} \frac{1}{-mK} \exp(-Kmf) \Big|_0^F = \frac{\Delta t_I}{mKF} (1 - e^{-mKF}). \quad (3.104)$$

Из распределения разности температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена (3.102) при $f = F$ получается разность температур на втором конце теплообменника: $\Delta t_{II} = \Delta t_I \exp(-mKF)$. Это выражение подставляется в равенство (3.104) и, кроме того, из него же, после логарифмирования, используется соотношение $mKF = \ln(\Delta t_I / \Delta t_{II})$ для подстановки в (3.104).

Окончательно имеем формулу для средней разности температур теплоносителей в ТОА:

$$\Delta t_{\text{ср}} = \frac{\Delta t_I - \Delta t_{II}}{\ln(\Delta t_I / \Delta t_{II})}, \quad (3.105)$$

где Δt_I и Δt_{II} – разности температур теплоносителей на концах теплообменного аппарата.

Широко используемая в расчетной практике формула (3.105) позволяет вычислять среднюю разность температур теплоносителей во всем ТОА, зная только разности температур теплоносителей на концах аппарата Δt_I и Δt_{II} . Разумеется, это стало возможным лишь на основе упрощающих предположений, которые были сформулированы в начале вывода этой формулы. Строго говоря, формула (3.105) справедлива только при выполнении условий пренебрежимой малости как тепловых потерь в окружающую среду, так и продольной теплопроводности. Однако эти условия в большинстве случаев выполняются с достаточной для практики точностью.

Формула (3.105) справедлива не только для противотока, но и для прямоточного движения теплоносителей, при этом в процессе вывода меняется знак при dt_2 в соотношении тепловых балансов (3.99) и параметр m будет иметь вид $1/(c_1G_1)+1/(c_2G_2)$.

Численные расчеты легко убеждают, что при одних и тех же значениях начальных и конечных температур теплоносителей $t_{1н}$, $t_{2н}$, $t_{1к}$ и $t_{2к}$ значение $\Delta t_{ср}$ для противотока оказывается большим, чем для прямотока, что и делает противоток более выгодным, так как при этом для передачи одного и того же количества теплоты Q при большей разности температур теплоносителей $\Delta t_{ср}$ требуется меньшая поверхность теплопередачи F , или при одинаковой поверхности F можно передать большую теплоту Q .

Если один из теплоносителей не изменяет своей температуры по всей поверхности теплопередачи, что имеет место в случае фазового перехода теплоносителя, то различие между прямо- и противотоком исчезает (можно сказать, что при этом они совпадают), но формула (3.105) остается справедливой. На рис. 3.26 представлена температурная диаграмма процесса нагревания холодного теплоносителя (нижняя кривая) конденсирующимся насыщенным паром, температура которого зависит только от его давления и не изменяется вдоль поверхности f теплопередачи. При фазовых переходах (конденсация, кипение) слагаемые теплового баланса (3.99) заменяются на rdG , где r – удельная теплота фазового перехода, Дж/кг; dG – элементарное количество теплоносителя, совершившего фазовый переход на площадке df .

При условии $c_1G_1 = c_2G_2$ для противотока (см. рис. 3.25, а) параметр m оказывается равным нулю и, согласно равенству (3.102), $(t_1 - t_2) = \Delta t_I \cdot 1$, т. е. разность температур теплоносителей постоянна

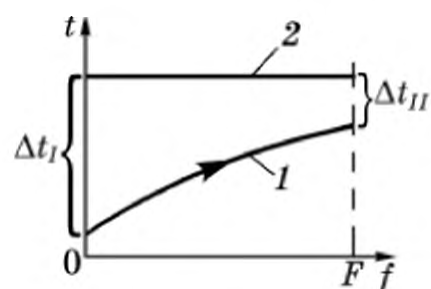


Рис. 3.26. Температурная диаграмма процесса нагревания потока (1) конденсирующимся паром (2)

по поверхности теплопередачи. Следовательно, и $\Delta t_1 = \Delta t_{II}$. В этом случае формула (3.105) для Δt_{cp} остается также верной, и после раскрытия неопределенности типа $0/0$ из нее следует $\Delta t_{cp} = \Delta t_1 = \Delta t_{II}$.

Наконец, следствием известной симметрии логарифмической функции относительно единичного значения аргумента является то, что формула (3.105) справедлива и в случае $\Delta t_1 < \Delta t_{II}$, при этом отрицательному значению числителя будет автоматически соответствовать отрицательное значение логарифма числа меньшего единицы.

Таким образом, уравнение теплопередачи (3.97) записывается в виде

$$Q = K \Delta t_{cp} F, \quad (3.106)$$

где количество передаваемой от горячего к холодному теплоносителю теплоты Q обычно может быть вычислено из соотношений теплового баланса, согласно которым $Q = c_1 G_1 (t_{1н} - t_{1к}) = c_2 G_2 (t_{2н} - t_{2к})$, Вт, т. е. теплота, отдаваемая в ТОА горячим теплоносителем, воспринимается холодным (см. рис. 3.25); F – полная поверхность, m^2 , через которую передается теплота Q ; Δt_{cp} – усредненная по всей поверхности теплопередачи разность температур теплоносителей (ее называют еще *движущей силой процесса теплопередачи*), определяемая по формуле (3.105), К (°С); K – коэффициент теплопередачи, величина которого для плоской (и для тонкостенной цилиндрической) теплопередающей поверхности определяется по соотношению (3.95), Вт/($m^2 \cdot K$).

Напомним, кстати, что наиболее трудным для вычисления сомножителем в уравнении (3.106) является коэффициент теплопередачи K . Действительно, в выражение (3.95) для него входят коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 , вычисление которых в свою очередь производится по корреляционным критериальным соотношениям для каждого вида конвективной теплоотдачи.

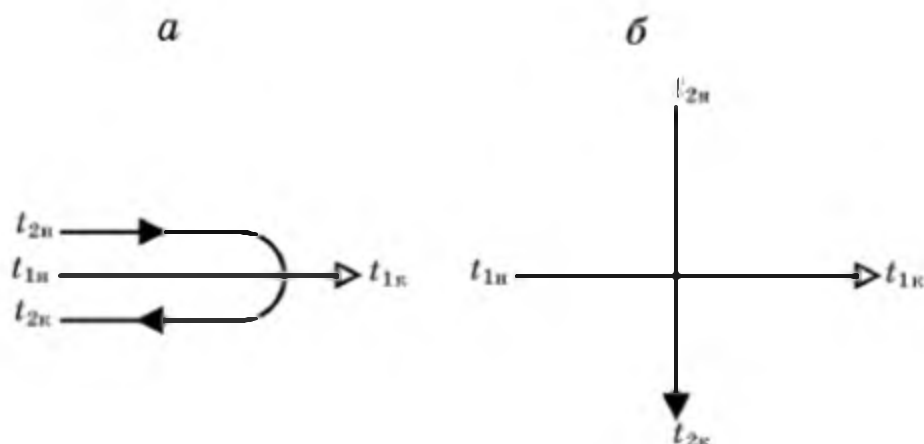


Рис. 3.27. Смешанный (а) и перекрестный (б) ток движения теплоносителей в теплообменных аппаратах

Помимо прямо- и противотока в промышленной практике используются *смешанный ток*, *перекрестный ток* (рис. 3.27) и некоторые более сложные комбинации относительного движения теплоносителей в ТОА. Можно показать, что при одинаковых значениях начальных и конечных температур теплоносителей на входе и выходе из ТОА значения $\Delta t_{\text{ср}}$ для всех этих случаев являются промежуточными между значениями $\Delta t_{\text{ср}}$ для прямо- и для противотока. В литературе по расчету теплообменников приводятся графики для нахождения соответствующих поправочных коэффициентов.

3.6.3. ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ТЕПЛООВОГО ПОТОКА В ТОА

Уравнение теплопередачи (3.106) очень широко используется в практике расчета теплообменной аппаратуры. Однако не следует забывать, что оно получено и, следовательно, его применение оправдано только при выполнении условия постоянства коэффициента теплопередачи K по всей поверхности теплообмена F .

С другой стороны, зависимость коэффициента теплопередачи от коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 со стороны теплоносителей (см. формулу (3.95)) свидетельствует, что величина K должна быть функцией от тех же параметров, что и коэффициенты α_1 и α_2 . Согласно расчетным формулам для определения коэффициентов конвективной теплоотдачи, их значения зависят, во-первых, от температур теплоносителей (t_1 и t_2), которые изменяются вдоль поверхности теплопередачи f (см. рис. 3.25), и, во-вторых, – от температур стенок t_{w1} и t_{w2} , с которыми соприкасаются теплоносители.

Чтобы убедиться в этом, достаточно вспомнить, что в расчетных соотношениях (3.59)–(3.93) все теплофизические свойства теплоносителей являются функциями от их температур и, кроме того, в правых частях большинства этих соотношений фигурирует температура стенки t_w либо непосредственно (формулы (3.63) и (3.64) для теплоотдачи при естественной конвекции, формула (3.65) для конденсации паров, формулы (3.79)–(3.81) для кипения жидкостей), либо через влияние t_w на вязкость и температуропроводность теплоносителя в критерии Pr_w или в μ_w в формулах (3.59)–(3.61), (3.64). Расчеты показывают, что влияние температуры поверхности стенки t_w на значение α особенно существенным оказывается при кипении и конденсации теплоносителя.

Следовательно, при расчете теплообменной аппаратуры необходимо учитывать, что величина коэффициента теплопередачи K зависит от температур t_{w1} и t_{w2} поверхностей твердой стенки, разделяющей теплоносители, и от характера изменения температур теплоносителей t_1 и t_2 вдоль теплопередающей поверхности.

Рассмотрим вначале наиболее значительное влияние температур стенок. При этом будем полагать, что изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплопередачи незначительны и расчет можно проводить по усредненным вдоль поверхности температурам теплоносителей, которые обозначим t_1 и t_2 (рис. 3.28). Существенно, что рассматривается

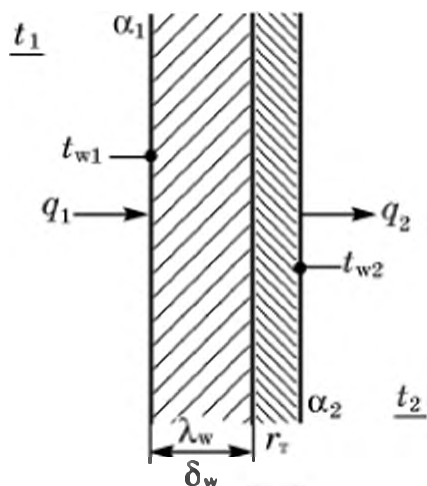


Рис. 3.28. К итерационному методу расчета стационарной теплопередачи

стационарный (т. е. установившийся во времени) процесс, при котором значения всех температур и тепловых потоков неизменны во времени.

В расчетном плане задача сводится к нахождению значения поверхностной плотности теплового потока (далее эта величина называется для краткости удельным тепловым потоком) q поперек стенки, разделяющей теплоносители (на рис. 3.28 стенка для определенности принята двухслойной, состоящей из стальной стенки трубы и слоя загрязнений). Действительно, для нахождения q необходимо вычислить значения коэффициентов теплоотдачи с учетом их зависимости от температур поверхностей t_{w1} и t_{w2} , а знание величины q дает возможность определить необходимую поверхность теплопередачи F по известному из теплового баланса количеству передаваемой теплоты Q : $F = Q/q$. Параллельно с этим знание величин α_1 и α_2 дает возможность по соотношению (3.95) найти величину коэффициента теплопередачи K и затем по уравнению теплопередачи (3.106) вычислить значение поверхности теплопередачи F . Этот последний расчет по формулам (3.95) и (3.106) является проверочным и производится после вычисления величины поверхности по найденному удельному потоку теплоты q .

Отметим существенное для этого метода расчета обстоятельство, состоящее в том, что температуры поверхностей стенки t_{w1} и t_{w2} до начала процедуры расчета не бывают известными и те или иные их значения сами устанавливаются в процессе стационарной теплопередачи и подлежат нахождению в ходе расчета. Обратные же зависимости температур стенок t_w от коэффициентов теплоотдачи α , согласно расчетным критериальным соотношениям, являются трансцендентными, т. е. не решаемыми явно относительно t_w , что связано со сложными, представляемыми только справочными таблицами, номограммами и графиками зависимости вязкости и температуропроводности веществ от их температуры. Эти обстоятельства приводят к тому, что расчет величин q и K через искомые значения α_1 , α_2 , и t_{w1} и t_{w2} возможен только методом последовательных приближений (итераций).

Последовательность расчета удельного теплового потока q , устанавливающегося при заданных значениях начальных и конечных температур теплоносителей ($t_{1н}$, $t_{2н}$, $t_{1к}$ и $t_{2к}$) и параметров стенки (δ_w , λ_w , r_τ), такова:

1) для того теплоносителя, у которого в меньшей степени изменяется температура от $t_{н}$ до $t_{к}$ (для определенности пусть это будет первый теплоноситель (см. рис. 3.28)), находится средняя арифметическая температура $t_1 = (t_{1н} + t_{1к})/2$;

2) согласно известной температурной схеме процесса (см. рис. 3.25), по формуле (3.105) находится средняя по поверхности теплопередачи разность температур теплоносителей $\Delta t_{ср}$;

3) вычисляется среднее интегральное значение температуры второго теплоносителя $t_2 = t_1 \pm \Delta t_{cp}$; знак при Δt_{cp} берется в зависимости от того, какая из температур больше – t_1 или t_2 ; при этом полученное значение t_2 автоматически учтет кривизну профилей температуры теплоносителей по длине теплообменника (см. рис. 3.25);

4) в пределах $t_1 \div t_2$ произвольно задается численное значение одной из температур поверхностей стенки, например t_{w1} (с этого начинается собственно процедура последовательных приближений);

5) после задания t_{w1} по расчетному соотношению, соответствующему конкретному виду конвективной теплоотдачи (вынужденная или естественная конвекция, конденсация или кипение теплоносителя), вычисляется значение коэффициента теплоотдачи от этого теплоносителя к поверхности стенки $\alpha_1(t_{w1})$;

6) знание значений t_{w1} и α_{w1} позволяет определить величину удельного теплового потока q_1 от первого теплоносителя к стенке: $q_1 = \alpha_{w1}(t_1 - t_{w1})$;

7) поскольку рассматривается стационарный теплообменный процесс, то входящий в стенку тепловой поток q_1 должен быть равен потоку, проходящему поперек стенки (в данном случае двухслойной, см. рис. 3.28); следовательно, температура правой поверхности стенки t_{w2} может быть найдена из формулы для потока теплоты поперек двухслойной стенки при как бы известных температурах поверхностей такой стенки; это частный случай общей формулы (3.20) при $i = 2$, α_1 и α_2 стремящихся к бесконечности, когда $t_{w1} \rightarrow t_1$ и $t_{w2} \rightarrow t_2$, см. замечание к формуле (3.16): $t_{w2} = t_{w1} - q_1(\delta_w/\lambda_w + r_T)$;

8) коэффициент теплоотдачи от поверхности стенки с известной теперь температурой t_{w2} вычисляется по одному из расчетных соотношений, соответствующему конкретному виду теплоотдачи со стороны второго теплоносителя: $\alpha_2(t_{w2})$;

9) теперь можно вычислить удельный тепловой поток от правой поверхности стенки ко второму теплоносителю: $q_2 = \alpha_2(t_{w2} - t_2)$;

10) при стационарном процессе теплопередачи значения тепловых потоков q_1 и q_2 должны быть одинаковыми; проверка этого равенства и является проверкой правильности задания величины температуры стенки t_{w1} в п. 4.

Если q_1 и q_2 оказались не равными с принятой для расчетов точностью, то в п. 4 значение t_{w1} следует изменить на новое и продолжить процедуру расчета, начиная с п. 5. Расчет заканчивается при достижении условия $q_1 = q_2$ с принятой точностью.

Описанная процедура итерационного расчета, к сожалению, является единственно возможным методом расчета стационарной теплопередачи в ТОА, легко, однако, реализуемым с помощью вычислительной техники; расчеты при этом выполняются быстро, а их точность может быть существенно повышена.

Как уже отмечалось ранее, рассчитанное по итерационному методу значение удельного теплового потока q используется для вычисления необходимой поверхности теплопередачи $F = Q/q$. Кроме того, найденные в результате последней итерации значения $\alpha_1(t_{w1})$ и $\alpha_2(t_{w2})$ позволя-

ют по формуле (3.95) вычислить коэффициент теплопередачи K и проверить по уравнению теплопередачи (3.106) полученное значение F .

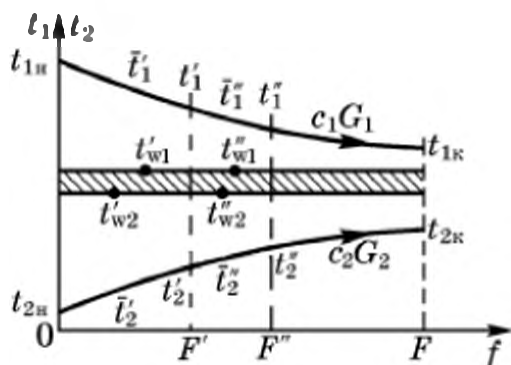
3.6.4. ПОИНТЕРВАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА

Когда температура одного или обоих теплоносителей изменяется значительно, то это может приводить к сильному изменению теплофизических свойств теплоносителей вдоль теплопередающей поверхности. В таких случаях расчет необходимой величины теплообменной поверхности приходится вести поинтервальным методом. Этот метод требует значительного количества вычислений, но зато позволяет учитывать зависимости теплоемкостей (c_1 и c_2) теплоносителей и коэффициентов теплоотдачи (α_1 и α_2) от изменяющихся вдоль теплообменной поверхности (f) температур (t_1 и t_2) теплоносителей, а для α_1 и α_2 – и от температур поверхностей стенки (t_{w1} и t_{w2}) согласно итерационному методу.

Диапазон изменения температуры одного из теплоносителей от $t_{1н}$ до $t_{1к}$ разбивается на некоторое число малых интервалов, в пределах каждого из которых температуры теплоносителей и, соответственно, все теплофизические свойства и температуры стенок можно считать практически неизменными. В качестве примера рассматривается алгоритм поинтервального расчета для более простого проточного движения теплоносителей в ТОА (рис. 3.29).

Пусть температура первого теплоносителя в конце первого из выбранных интервалов будет t'_1 . Тогда среднее значение температуры этого теплоносителя в пределах первого интервала определится как среднеарифметическое значение $\bar{t}'_1 = (t_{1н} + t'_1)/2$; по уравнению теплового баланса для первого интервала находятся температура второго теплоносителя на конце первого интервала: $t'_2 = t_{2н} + (c_1 G_1 / c_2 G_2)(t_{1н} - t'_1)$ и среднее значение его температуры $\bar{t}'_2 = (t_{2н} + t'_2)/2$. Значения c_1 и c_2 берутся при t'_1 и t'_2 .

Далее для первого интервала проводится изложенная выше процедура итерационного расчета первого интервала. Для этого в температурном интервале $t'_1 \div t_2$ выбирается некоторое первоначальное значение t_{w1} и при таком значении температуры поверхности стенки (см. рис. 3.29) по описанному ранее алгоритму, т. е. перебором значений t_{w1} вычисляются для первого интервала значения α'_1 , q'_1 , t_{w2} , α_2 и q'_2 до совпадения тепловых потоков q'_1 и q'_2 ; затем находится значение теплообменной поверхности F первого интервала, которое обеспечит температуры теплоносителей t'_1 и t'_2 на концах выбранного интервала температур: $F = c_1 G_1 (t_{1n} - t'_1) / q'_1$.



По аналогичной процедуре рассматриваются второй и все последующие интервалы до известной конечной температуры первого теплоносителя $t_{1к}$. Полученные для каждого интервала значения теплообменных поверхностей F , F' и т. д. суммируются, что

Рис. 3.29. К поинтервальному методу расчета поверхности F теплопередачи

и дает величину полной поверхности F , необходимой для реализации процесса теплопередачи при заданных значениях температур теплоносителей ($t_{1н}$, $t_{2н}$, $t_{1к}$ и $t_{2к}$), их расходов G_1 и G_2 и теплоемкостей c_1 и c_2 .

Поинтервальный метод расчета ТОА включает повторяющиеся на каждом температурном интервале вычислительные процедуры и, кроме того, в пределах каждого интервала реализуется одинаковая процедура расчета значений температур поверхностей стенок, коэффициентов теплоотдачи и удельных тепловых потоков. Все это делает эффективным использование ЭВМ.

При выполнении поинтервального расчета без использования ЭВМ операцию суммирования получаемых значений площадей F' , F'' и т. д. можно заменить графическим интегрированием, т. е. вычислением площади под кривой подынтегральной функции в уравнении теплопередачи (3.96), записываемом с учетом зависимости всех величин от изменяющихся вдоль теплообменной поверхности температур теплоносителей t_1 и t_2 :

$$F = \int_{t_{1к}}^{t_{1н}} \frac{G_1 c_1(t_1) dt_1}{K(t_1)(t_1 - t_2)}. \quad (3.107)$$

Здесь, в отличие от соотношения (3.96), произведена замена переменных интегрирования с Q на t_1 , согласно уравнению теплового баланса $dQ = c_1 G_1 dt_1$, в пределах элементарного участка поверхности теплопередачи, на котором передаваемая теплота dQ изменяет температуру первого теплоносителя на элементарную величину dt_1 (см. рис. 3.25).

График подынтегральной функции (рис. 3.30) строится по результатам поинтервальных расчетов величин, входящих под знак определенного интеграла; при этом значение коэффициента теплопередачи $K(t_1)$ на каждом из выбранных интервалов вычисляется методом последовательных приближений в виде функции от температуры t_1 первого теплоносителя, как это было описано ранее. Расчетная процедура выполняется в такой последовательности:

$t_{1н}$	$t_{2н}$	$K(t_{1н})$	$\frac{c_1(t_{1н})}{K(t_{1н})(t_{1н} - t_{2н})}$
t'_1	t'_2	$K'(t'_1)$	$\frac{c_1(t'_1)}{K'(t'_1)(t'_1 - t'_2)}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
$t_{1к}$	$t_{2к}$	$K(t_{1к})$	$\frac{c_1(t_{1к})}{K(t_{1к})(t_{1к} - t_{2к})}$

Здесь, в отличие от изложенного ранее, использован метод расчета необходимых величин не по средним температурам внутри каждого интервала, а по температурам на концах интервала, что при малых температурных интервалах приводит к практически одинаковым результатам.

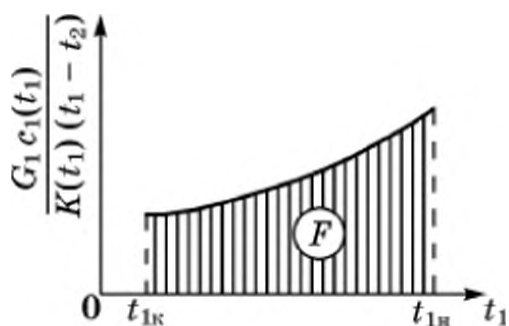


Рис. 3.30. Графический способ расчета необходимой поверхности теплопередачи поинтервальным методом

После построения графика подынтегральной функции находится заштрихованная на рис. 3.30 площадь, которая, согласно графической интерпретации определенного интеграла, дает значение необходимой

поверхности теплопередачи F .

Изложенный здесь порядок проектного варианта расчета состоял в нахождении необходимой поверхности теплопередачи F при задаваемых температурах теплоносителей на концах теплообменного аппарата. Наиболее простая процедура поинтервального расчета соответствует прямому движению теплоносителей; такая процедура представлена в рассмотренном ранее примере.

Для противоточного движения или при *поверочном варианте расчета*, когда поверхность теплопередачи F известна и необходимо найти конечные температуры теплоносителей и количество передаваемой теплоты Q , требуются дополнительные циклы приближений, что делает расчеты значительно более громоздкими и, следовательно, возможными практически лишь с помощью современной вычислительной техники. Описание алгоритмов таких вычислительных процедур, в том числе и для смешанного и перекрестного способов движения теплоносителей, рассматриваются в специальной литературе.

3.6.5. ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Расчеты ТОА, проводимые по любому из приближенных методов или по наиболее точному поинтервальному методу, показывают, что реализовать процесс теплообмена в пределах заданных значений параметров (расходов, температур и свойств теплоносителей) можно, как правило, не одним, а многими вариантами конструктивного оформления теплообменной аппаратуры. Можно варьировать число и диаметр труб ТОА, диаметр кожуха, число ходов и количество перегородок в межтрубном пространстве в рамках конструктивных вариантов ТОА, выпускаемых промышленностью (см. разд. 3.8). Кроме того, в пределах одной и той же конструкции ТОА возможны различные значения скоростей движения теплоносителей, а в некоторых случаях – и вариации конечной температуры одного из теплоносителей, если его расход не задан из каких-либо дополнительных соображений.

Различные варианты оформления рассчитываемого процесса теплообмена обычно оказываются неравноценными по многим показателям. Выбор одного из возможных вариантов может быть сделан на основе приемлемого значения одного или нескольких параметров: конструктивных (например, приемлемая длина ТОА), технологических (например, допускаемое значение конечной температуры одного из теплоносителей) или экономических (затраты энергии на перемещение теплоносителей через ТОА).

Поиск оптимального варианта связан с формулированием *критерия оптимальности* (КО), численное значение которого должно давать ответ на вопрос, какой из возможных допускаемых расчетом вариантов осуществления заданного процесса теплопередачи действительно оптимален. Очевидно, что КО должен быть единственным, поскольку стремление удовлетворить одновременно экстремальным значениям двух или более КО делает задачу выбора неопределенной.

Наиболее ответственным здесь является выбор цели, т. е. конкретное выражение критерия оптимальности. В различных условиях цели могут быть разные. Так, для транспортной аппаратуры наиболее существенными могут оказаться масса ТООА или его габариты, тогда как другие факторы (стоимость ТООА, затраты энергии на перемещение теплоносителей) имеют подчиненное значение. Если использовать в качестве КО условие минимума теплопередающей поверхности (F), что, как правило, соответствует минимальным значениям массы и габаритов аппарата, то выигрыш в его стоимости может оказаться меньше, чем проигрыш в затратах мощности на преодоление гидравлических сопротивлений такого ТООА при движении через него обоих теплоносителей со слишком большой скоростью.

В настоящее время наиболее полным можно считать технико-экономический критерий оптимальности – *приведенные затраты* (ПЗ), который дает возможность в общем случае учесть затраты материальных средств для осуществления процесса теплопередачи в ТООА (см. выбор оптимального диаметра трубопроводов, гл. 1). Такая универсальная формулировка критерия оптимальности соответствует несложной общей математической записи:

$$ПЗ = K/T_{\text{н}} + Э, \quad (3.108)$$

где K – общие капитальные затраты, т. е. вложения (в руб.), которые требуются для аппаратурной реализации процесса теплопередачи; $T_{\text{н}}$ – нормативный срок окупаемости капитальных затрат (среднее значение $T_{\text{н}} = 8,3$ года для аппаратуры типа ТООА); $Э$ – эксплуатационные затраты при работе ТООА в течение одного года (руб/год). Иными словами, правая часть соотношения (3.108) соответствует приведенным затратам и является оценкой эффективности не только теплообменной аппаратуры, но и других видов аппаратов.

Оптимальным вариантом ТООА будет тот, для которого приведенные затраты (ПЗ) имеют минимальное значение.

Отметим, что формула (3.108) для величины приведенных затрат на реализацию теплообменного процесса является, по существу, такой же, что и формула (1.84) для общих затрат на транспорт потока.

Для конкретных расчетов величин K и $Э$ их нужно выразить через конструктивные и технологические параметры и переменные, влияющие на работу ТООА.

Общие капитальные затраты K на теплообменный аппарат обычно пропорциональны площади теплопередающей поверхности F . Это относится к стоимости самого ТООА: $K_{\text{ТООА}} = k_{\text{ТООА}} F$, и к затратам на его доставку и монтаж: $K_{\text{м. ТООА}} = k_{\text{м. ТООА}} F$. Стоимость нагнетательных устройств

(насосов, вентиляторов) и затраты на их доставку и монтаж пропорциональны потребляемой мощности N : $K_n = k_n N$ и $K_{м.н} = k_{м.н} N$.

Первая группа эксплуатационных затрат (\mathcal{E}) пропорциональна капитальным затратам – это отчисления на капитальные вложения, расходы на текущий ремонт и содержание оборудования: $k_{э.тоа} K_{тоа} + k_{э.н} K_n$. Вторая группа эксплуатационных расходов пропорциональна времени работы установки в течение одного года: $\mathcal{E} = C_{э} N \tau_r$; $\mathcal{E}_r = G_r C_r \tau_r + C_n \tau_r$, где $C_{э}$ – цена за электроэнергию; N – мощность на перемещение теплоносителей; G_r , C_r – расход теплоносителя и цена за единицу его массы; C_n – заработная плата персонала; τ_r – число рабочих часов в году.

Подстановка всех слагаемых в выражение для приведенных затрат (3.108) дает соотношение

$$ПЗ = \frac{1}{T_n} [(k_{тоа} + k_{м.тоа})F + (k_n + k_{м.н})N] + k_{э.тоа} k_{тоа} F + k_{э.н} K_{тоа} + k_{э.н} K_n + k_{э.н} k_n N + (C_{э} N + G_r C_r + C_n) \tau_r, \quad (3.109)$$

где величины теплообменной поверхности F , мощности N , затрачиваемой на перемещение теплоносителей (определяемой по формуле (1.45)), а также расход теплоносителя G_r при поиске минимума $ПЗ$ представляют собой варьируемые переменные обобщенного вида, так как они сами являются сложными функциями многих взаимосвязанных переменных (см. расчет необходимой поверхности ТОА).

Величина N непосредственно зависит от скорости w теплоносителей, конструктивных размеров ТОА (диаметра и длины труб и т. д.), теплофизических свойств теплоносителей и их зависимости от температуры и т. д.

Значения коэффициентов T_n , $k_{тоа}$, $k_{м.тоа}$, k_n , $k_{м.н}$, $k_{э.тоа}$, $k_{э.н}$, $C_{э}$, τ_r , C_r , C_n при анализе конкретных задач должны быть известны из технико-экономической справочной литературы и при нахождении минимума $ПЗ$ фигурируют в качестве известных параметров. Многие из экономических коэффициентов в свою очередь являются функциями характера проектируемого оборудования, вида используемой энергии, изменяющихся цен и т. п.

Нахождение оптимального варианта ТОА формулируется в виде математической задачи отыскания минимального значения величины $ПЗ$ как функции нескольких переменных. Поскольку явный вид функциональной зависимости $ПЗ$ от многочисленных переменных и параметров оказывается достаточно сложным, то не приходится рассчитывать на решение задачи поиска экстремума классическим методом приравнивания нулю производной функции $ПЗ$. Единственно возможный путь – это расчет значений $ПЗ$ для различных вариантов ТОА, способных реализовать заданные технологические требования. Затем эти варианты сопоставляют и выбирают вариант с минимальной величиной приведенных затрат. Поскольку число возможных вариантов, как правило, оказывается значительным, а расчет каждого из них требует большого объема вычислений (см., например, итерационный метод расчета поверхности ТОА), то для поиска оптимального решения используют вычислительную технику.

3.7. ПРОМЫШЛЕННЫЕ СПОСОБЫ НАГРЕВАНИЯ И ОХЛАЖДЕНИЯ

Многие технологические процессы, в том числе и осуществляемые в химической аппаратуре, связаны с необходимостью подвода или отвода теплоты. При этом следует иметь в виду, что подвод и отвод значительных количеств теплоты часто может происходить без повышения или понижения температуры теплоносителей. К таким процессам относятся широко распространенные процессы фазового перехода (испарение жидкостей и конденсация паров), проводимые обычно при постоянном давлении. Процессы фазового перехода сопровождаются значительными количествами потребляемой (испарение) или выделяющейся (конденсация) теплоты, которые необходимо непрерывно подводить или отводить для того, чтобы процесс фазового перехода происходил непрерывно.

Аналогичная ситуация имеет место при непрерывном осуществлении экзо- или эндотермических химических реакций в промышленных реакторах. Для поддержания постоянных значений выходных параметров продуктов реакции (степень превращения исходных реагентов, концентрации веществ, температура в зоне реакции) необходим подвод (отвод) теплоты в количествах, соответствующих поглощающейся (выделяющейся) теплоте химического превращения.

3.7.1. ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛИ

Основным промышленным источником тепловой энергии в настоящее время и на ближайшую перспективу остаются разные виды *органического топлива*, окисляемые кислородом атмосферного воздуха в топочных устройствах.

Топлива могут быть *твердыми* (угли разных сортов, редко – сланцы или торф), *жидкими* (продукты нефтепереработки, чаще – мазут) или *газообразными* (обычно – природный газ, состоящий в основном из метана).

Все виды промышленных органических топлив в качестве важнейшей части, способной к окислению, содержат углеводороды, поэтому основные реакции его окисления (горения) – это реакции окисления углеводородов с образованием диоксида углерода и паров воды. Выделяющееся при этих экзотермических реакциях значительное количество теплоты нагревает продукты реакции приблизительно до 1000 °С. Эти высокотемпературные продукты реакции – так называемые *топочные газы* – и являются базовым греющим теплоносителем в промышленных процессах подвода теплоты.

По составу топочные газы состоят более чем на 70 % из азота, поскольку окислителем сжигаемого топлива служит кислород атмосферного воздуха, содержащего именно такое относительное количество азота, а азот в промышленных процессах сжигания органических топлив при температурах около 1000 °С является, по существу, инертным газом. Таким образом, по составу топочные газы близки к атмосферному воздуху, в котором 23 % кислорода в результате химической реакции окисления топлива оказываются замененными на диоксид углерода и пары воды.

В большинстве случаев, чтобы избежать слишком высокой температуры топочных газов, воздух в топку подается в количестве, превышающем стехиометрическое (по кислороду), т. е. соответствующее реакциям окисления углеводородов сжигаемого топлива. Поэтому топочные газы, покидающие топку, как правило, содержат некоторое количество кислорода, который оказался “лишним” для реакции окисления топлива. Из изложенного следует, что основные теплофизические свойства топочных газов – плотность, теплоемкость, теплопроводность, вязкость – могут быть приняты близкими к таким же свойствам атмосферного воздуха.

Топочные газы обладают тем преимуществом, что это самый дешевый теплоноситель, поскольку для их получения требуется только топка и нет необходимости в дополнительном теплопередающем оборудовании, в котором теплота топочных газов передавалась бы другим, промежуточным теплоносителям, например водяному пару. Еще одно преимущество топочных газов – их относительно высокая температура, что существенно при необходимости нагревать какое-либо вещество до высокой температуры.

Топочные газы обладают и рядом недостатков, из-за которых часто возникает необходимость использовать другие, более дорогие теплоносители (водяной пар, электронагрев и т. п., см. далее). Топочные газы загрязняют теплообменные поверхности, поскольку могут содержать золу и недогоревшее топливо – сажу. Такие загрязнения существенно увеличивают термическое сопротивление процессу теплопередачи, которое при использовании топочных газов и без того имеет высокие значения, поскольку коэффициенты теплоотдачи от газов к теплообменным поверхностям не превышают 40–60 Вт/(м² · К) (см. табл. 3.1). Кроме того, топочные газы обладают весьма малой объемной теплоемкостью – около 1 кДж/(м³ · К), что приводит к необходимости иметь очень большие объемные расходы топочных газов. К недостаткам топочных газов относятся также трудности поддержания постоянных температур обогрева и неравномерность нагревания по большим площадям теплообменных поверхностей.

Объемный расход V_r , м³/с, топочных газов, необходимый для передачи теплоты Q , кВт, определяется из соотношения теплового баланса $V_r \rho_r c_r (t_n - t_k) = Q$, откуда

$$V_r = Q / [\rho_r c_r (t_n - t_k)], \quad (3.110)$$

где ρ_r и c_r – плотность (кг/м³) и теплоемкость топочных газов, кДж/(кг · К); t_n и t_k – начальная и конечная температуры топочных газов, °С.

Подвод теплоты от топочных газов производят чаще всего в так называемых трубчатых печах, где внутри трубок находится вещество, получающее теплоту, а в межтрубном пространстве непосредственно сжигается газообразное или распыляемое жидкое топливо. Трубки либо соединяются в пучок, либо размещаются в один или два ряда по стенкам топочного объема.

Наружные стенки трубок воспринимают теплоту за счет конвективной теплоотдачи от продуктов сгорания (топочных газов) и за счет излучения от всего объема продуктов сгорания и частично – от внутренних стенок топочной камеры, облицованной огнеупорной кирпичной кладкой. В химической и нефтехимической промышленности трубчатые печи широко применяются для нагревания жидкостей и в качестве парогенераторов водяного пара или паров других веществ; при этом испаряемые жидкости, как правило, подаются в трубки под избыточным давлением иногда в несколько десятков атмосфер.

Подвод теплоты с помощью *водяного пара* наиболее распространен в химической промышленности. Насыщенный водяной пар обладает значительной энтальпией, и при его конденсации выделяется большое количество теплоты, которое и передается воспринимающему теплоту веществу. Высокая энергоемкость водяного пара дает возможность использовать относительно небольшие количества конденсирующегося пара для получения от него значительных количеств теплоты.

Помимо высокой энергоемкости водяного пара, еще одно его преимущество – высокая интенсивность теплоотдачи со стороны конденсирующегося пара (коэффициенты теплоотдачи при конденсации водяного пара достигают значений $\alpha = 15000$ Вт/(м² · К). Кроме того, постоянная температура конденсации пара по объему теплообменного аппарата обеспечивает равномерность нагревания вещества, а однозначная зависимость температуры конденсации пара от давления позволяет легко поддерживать необходимое значение температуры процесса, регулируя ее по величине давления.

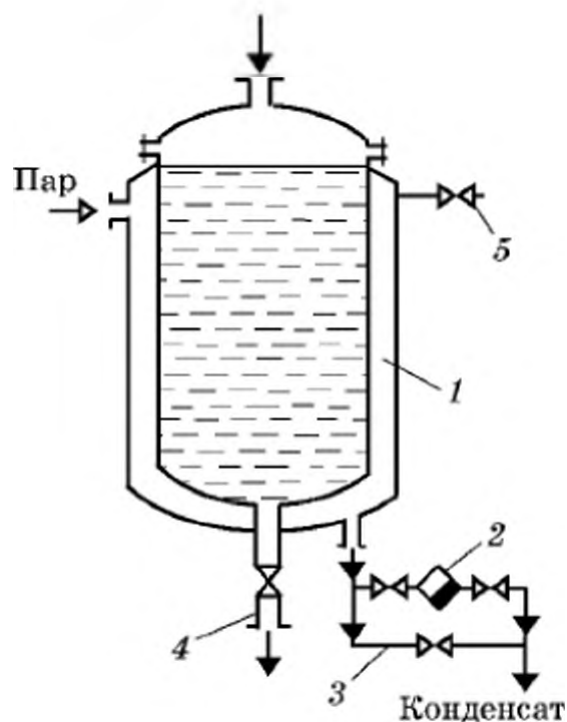
Единственным, но существенным недостатком водяного пара, является значительное возрастание его давления по мере увеличения температуры. Так, например, давлению 1,2 МПа (12 атм)

соответствует температура приблизительно 190 °С. Увеличение температуры сверх этого значения требует еще более высоких давлений, что, как правило, приводит к серьезным требованиям относительно необходимой прочности используемой аппаратуры.

При применении водяного пара в качестве греющего агента различают острый и глухой пар. *Острый пар* подается непосредственно в массу нагреваемой жидкости, где он и конденсируется, отдавая жидкости всю свою теплоту конденсации. Такой сравнительно простой способ передачи теплоты используется только в тех относительно редких случаях, когда допустимо смешение нагреваемой жидкости с образующимся конденсатом пара.

Значительно чаще теплота передается от конденсирующегося *глухого пара* через стенку, отделяющую пар от нагреваемого вещества. Так, в кожухотрубчатом ТОА (см. рис. 3.12) глухой греющий пар обычно подается в межтрубное пространство, где он конденсируется на наружной поверхности труб, внутри которых находится нагреваемый теплоноситель.

Еще одна распространенная схема нагревания конденсирующимся паром через стенку *аппарата с рубашкой* представлена на рис. 3.31, где греющий пар, как обычно, входит в верхнюю часть пространства конденсации (в паровую рубашку 1), а образующийся конденсат выходит из нижней его части через так называемый *конденсатоотводчик* 2, назначение которого (рис. 3.32) – служить затвором для греющего пара, т. е. выпускать из пространства конденсации только жидкую фазу конденсата и не выпускать еще несконденсировавшийся пар.



конденсатоотводчик 2, назначение которого (рис. 3.32) – служить затвором для греющего пара, т. е. выпускать из пространства конденсации только жидкую фазу конденсата и не выпускать еще несконденсировавшийся пар.

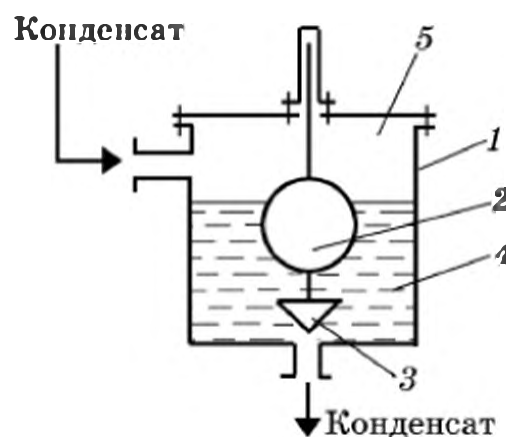


Рис. 3.31. Теплообменный аппарат с рубашкой:

1 – паровая рубашка; 2 – конденсатоотводчик; 3 – обводная линия; 4 – слив нагретой жидкости; 5 – штуцер удаления примесей воздуха

Рис. 3.32. Конденсатоотводчик:

1 – корпус; 2 – поплавок; 3 – клапан; 4 – слой конденсата; 5 – паровой объем

При конденсации паров в паровом пространстве могут скапливаться содержащиеся в паре газы (обычно это воздух), присутствие которых даже в малых количествах приводит к значительному уменьшению коэффициента теплоотдачи от пара к стенке. Поэтому накапливающийся воздух удаляют из пространства конденсации через предусмотренный для этой цели верхний штуцер 5.

Расход D (кг/с) греющего пара, необходимый для получения заданного количества отдаваемой им теплоты Q (кВт), определяется из соотношения теплового баланса: $Q = D(i'' - i')$, откуда

$$D = Q/(i'' - i'), \quad (3.111)$$

где i'' и i' – энтальпии пара и конденсата, кДж/кг. В случае использования насыщенного пара и при отводе конденсата при температуре конденсации разность энтальпий в уравнении (3.111) равна удельной теплоте конденсации пара: $i'' - i' = r$, кДж/кг.

Использование паров *высококипящих органических теплоносителей* (ВОТ) позволяет достигать более высоких температур нагревания без повышения давления в пространстве конденсации. Так, например, с помощью дифенильной смеси (эвтектическая смесь 26,5 % дифенила и 73,5 % дифенилового эфира) можно подводить теплоту при температуре 258 °С и атмосферном давлении, тогда как использование водяного пара при этой же температуре потребовало бы давления 4,6 МПа.

Помимо ВОТ находят применение и другие высокотемпературные теплоносители, также не требующие повышенных давлений. Так, с помощью паров некоторых металлов (литий, натрий, кадмий, калий, ртуть) можно обеспечить температуры до 400–800 °С при практически атмосферных давлениях. Существенными недостатками металлических теплоносителей являются их повышенная химическая активность и токсичность.

Нагревание некоторых веществ в химической промышленности связано с требованием так называемого мягкого нагревания, т. е. без возможного перегрева пожаро- или взрывоопасных веществ. В таких случаях в качестве греющего агента предпочтительно применять *горячие жидкости*. Чаще всего используется горячая, перегретая относительно температуры ее кипения вода, минеральные масла, ВОТ, расплавы некоторых солей и металлов и др. Как и при нагревании конденсирующимися парами, использование воды здесь имеет существенный недостаток – это необходимость повышения давления сверх атмосферного для достижения температуры более 100 °С.

Процесс передачи теплоты от жидкого теплоносителя реализуется, например, в виде схемы с принудительной циркуляцией теплоносителя (рис. 3.33). Использование циркуляционного насоса 3

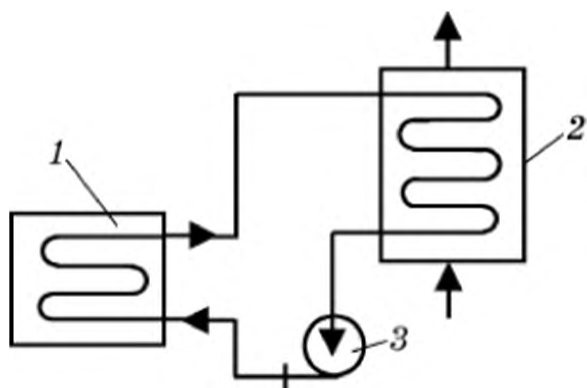


Рис. 3.33. Схема нагрева парами теплоносителя:

1 – источник нагрева теплоносителя;
2 – теплообменный аппарат; 3 – циркуляционный насос

позволяет увеличивать скорость движения теплоносителя до 2–2,5 м/с и более, что повышает интенсивность теплоотдачи со стороны горячей жидкости по сравнению с аналогичной схемой нагрева,

в которой насос отсутствует и теплоноситель циркулирует за счет разности плотностей горячей жидкости (левая часть циркуляционного контура) и той же жидкости, но имеющей меньшую температуру и, следовательно, большую плотность в нисходящей части контура.

Расход жидкого теплоносителя G_r , кг/с, необходимый для получения от него заданного количества теплоты Q , кВт, рассчитывается по уравнению теплового баланса

$$G_r = Q/[c_r(t_{н.т} - t_{к.т})], \quad (3.112)$$

где c_r , $t_{н.т}$ и $t_{к.т}$ – теплоемкость (кДж/кг), начальная и конечная температуры жидкого теплоносителя (К или °С) (ср. с уравнением (3.110)).

Подвод теплоты за счет использования *электроэнергии* обладает многими преимуществами по сравнению с рассмотренными выше способами подвода от топочных газов, от конденсирующихся паров или от горячих жидкостей: компактность применяемого оборудования, возможность достижения весьма высоких температур, легкость поддержания и регулирования температурных режимов процесса передачи теплоты, отсутствие каких-либо источников загрязнения нагреваемых веществ или поверхностей нагрева, возможность равномерного нагревания веществ вследствие выделения теплоты непосредственно внутри массы нагреваемого вещества (ср. с получением теплоты от греющей поверхности при всех прочих способах подвода теплоты).

Единственный, но существенный недостаток электронагрева – это его высокая стоимость, превышающая стоимость нагревания всеми другими теплоносителями приблизительно в 2,5 раза, что связано с коэффициентами полезного действия при получении электроэнергии за счет сжигания топлива, не превышающими 40–42 % (см. формулу (3.115)).

В электропечах сопротивления используются элементы активного электрического сопротивления, и теплота выделяется в соответствии с известным законом Джоуля – Ленца $Q = U^2/R$,

где U – электрическое напряжение, R – электрическое сопротивление нагревательных элементов. В таких печах нагревание обычно производится до 1000–1400 °С.

В индукционных печах теплота выделяется, как правило, в металлических стенках аппарата, где создаются вихревые токи. От нагретой таким образом стенки теплота передается нагреваемому веществу. Здесь равномерное нагревание возможно, обычно до 400 °С.

Высокочастотное диэлектрическое нагревание применяется для веществ, обладающих диэлектрическими свойствами (для пластмасс, резины, дерева, пищевых продуктов и пр., см. также гл. 10). Нагреваемый материал помещают в переменное (10–1000 МГц) электрическое поле, при этом за счет внутреннего трения колеблющихся вслед за высокочастотным электрическим полем полярных молекул вещества происходит выделение теплоты по всей толще нагреваемого материала.

В печах электродугового нагревания достигается максимально возможная температура (до 3000 °С). Электрическая дуга дает возможность сконцентрировать мощное локальное тепловыделение, позволяющее, например, расплавлять тугоплавкие силикатные и карбидные вещества. Однако это обстоятельство приводит к тому, что электродуговое нагревание характеризуется относительно неравномерным тепловыделением внутри рабочего объема печи, что затрудняет поддержание одинаковой температуры нагреваемых веществ.

3.7.2. ПОЛУЧЕНИЕ ПАРА И ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

Широкое использование греющего водяного пара и электроэнергии в технологических установках делают актуальными вопросы их промышленного получения.

Водяной пар и большую долю электроэнергии получают за счет сжигания органических топлив – угля, нефтепродуктов и природного газа. Доли электроэнергии, получаемой на гидростанциях и на АЭС, составляют приблизительно 20 и 12 % соответственно.

Основным устройством для производства водяного пара служит *парогенератор*, имеющийся практически на каждом промышленном предприятии.

Наиболее распространенная компоновка современного парогенератора представлена на рис. 3.34. Внутри основного корпуса парогенератора (в топке 1 из кирпичной кладки с наружной теплоизоляцией) происходит сгорание топлива (T). Топливо и предварительно подогретый в воздухоподогревателе 2 атмосферный воздух (BX) непрерывно подаются в топку несколькими форсунками, расположенными по стенкам топки так, чтобы процесс горения жидкого, газообразного или измельченного твердого топлива происходил равномерно внутри всего объема топки.

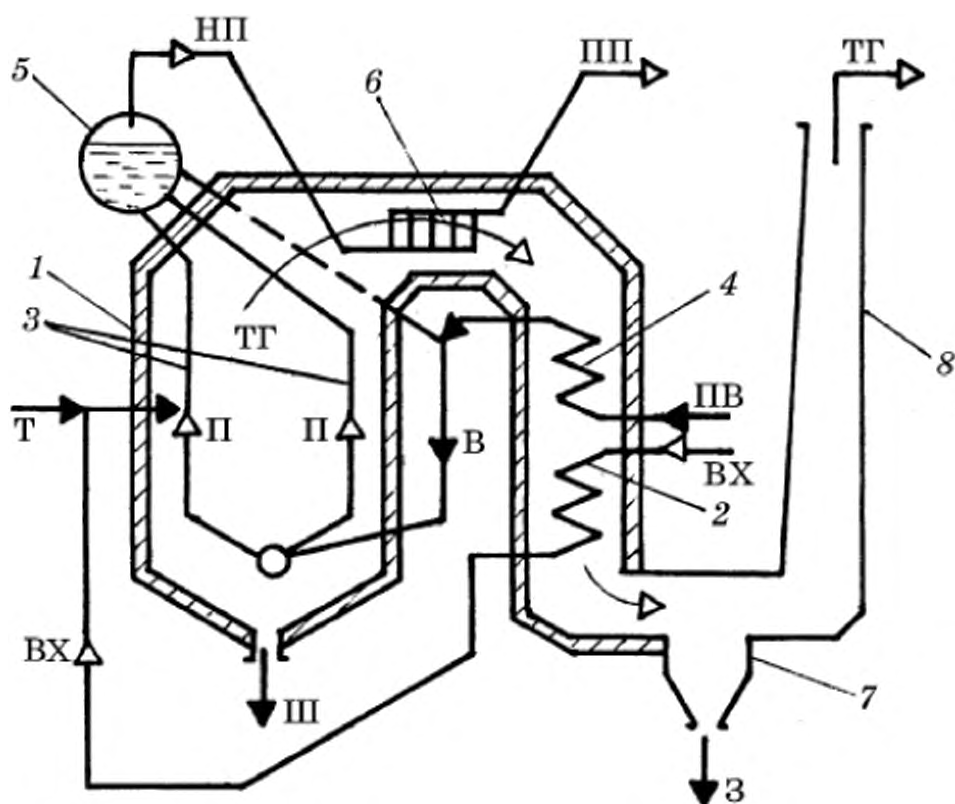


Рис. 3.34. Схема парогенератора:

1 – корпус – топка парогенератора; 2 – теплообменник предварительного нагрева воздуха; 3 – кипяtilьные трубы; 4 – подогреватель питающей воды; 5 – барабан-сепаратор; 6 – пароперегреватель; 7 – отстойник золы; 8 – дымовая труба; Т – топливо; Ш – шлак; З – зола; НП – насыщенный пар; ПП – перегретый пар; ТГ – топочные газы; В – вода; ВХ – воздух; ПВ – питательная вода

Теплота, выделяющаяся при сгорании топлива, воспринимается большим числом вертикальных кипяtilьных труб 3, внутрь которых подается предварительно подогретая в экономайзере 4 питательная вода (ПВ). Трубы расположены в один или несколько рядов у внутренней поверхности топки.

Образующийся в кипяtilьных трубах насыщенный водяной пар (НП) поднимается в барабан-сепаратор 5, где под действием силы тяжести отделяется попавшая в него при интенсивном кипении вода (В); по циркуляционному контуру вода вместе с питательной водой поступает в нижнюю часть кипяtilьных труб. Насыщенный водяной пар из барабана-сепаратора 5 поступает в пароперегреватель 6, где перегревается относительно температуры насыщения пара при повышенном давлении (обычно от 0,6 до 9,0 МПа) отходящими из топки, еще горячими топочными газами (ТГ). Перегретый пар (ПП) затем подается потребителю. При незначительном перегреве (или его отсутствии) пар используется в качестве греющего теплоносителя (*технологический пар*); значительному перегреву (на 100–200 °С) подвергается *энергетический пар*, который используется для вращения паровой турбины (см. далее о производстве электроэнергии).

Топочные газы, имеющие после прохождения пароперегревателя 6 еще достаточно высокую температуру (обычно 500–600 °С), отдают свою теплоту питательной воде в экономайзере 4 и воздуху в воздухоподогревателе 2.

Из нижней части топочного объема выгружается шлак (*III*), если используемое твердое топливо содержит значительное количество минеральных веществ. Для уменьшения выбросов золы (*З*) в атмосферу по ходу топочных газов устанавливается золоулавливающее оборудование 7. Отработанные топочные газы с температурой около 250 °С выходят в атмосферу через дымовую трубу 8.

Современные парогенераторы, используемые в установках получения электроэнергии и одновременно отпускающие потребителям теплоту в виде греющего пара различного давления и температуры, имеют значительную паропроизводительность – до 10³ кг/с (что соответствует мощности до 1,2 млн. кВт). Тепловые электростанции, имеющие четыре таких блока, потребляют до одного железнодорожного состава твердого топлива в сутки (или эквивалентные количества мазута или природного газа).

Для отопления жилых и промышленных зданий, а также для производства горячей воды, используемой в технологических установках в качестве греющего теплоносителя, применяются *водогрейные котлы*. Производительность таких котлов – до 380 т/ч при температуре нагреваемой воды до 225 °С.

Тепловой баланс парогенератора или водогрейного котла может быть записан в следующей общей форме:

$$Q_p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6, \quad (3.113)$$

где Q_p – количество так называемой располагаемой теплоты, отнесенной к 1 кг топлива и состоящей в основном из теплоты реакции окисления 1 кг топлива; Q_1 – теплота, полезно переданная воде; Q_2 , Q_3 , Q_4 , Q_5 и Q_6 – потери теплоты с уходящими в атмосферу топочными газами, потери с так называемыми химическим (возможное недоокисление топлива до CO_2) и механическим (уносимая из топки сажа) недожогами топлива, потери в окружающую среду через теплоизоляцию и потери с физической теплотой горячих шлаков при использовании твердого топлива соответственно.

Основным по величине слагаемым правой части является теплота Q_1 , полезно передаваемая воде; величины потерь теплоты принимаются согласно существующим нормам расчета; при этом Q_3 и Q_4 берутся из опытных данных; Q_5 определяется в зависимости от толщины теплоизоляционного слоя корпуса и газохода; Q_6 зависит от зольности твердого топлива и температуры выводимой золы. Теплота Q_2 определяется технико-экономическим расчетом с учетом того обстоятельства, что снижение температуры отходящих в атмосферу топочных газов увеличивает степень использования теплоты топлива, но одновременно увеличивает и капитальные затраты на дополнительные теплоулавливающие поверхности воздухоподогревателя 2 и водоподогревателя 4.

Крупные парогенераторы и водогрейные котлы имеют термические КПД до 92–94 %, т. е. доля тепловых потерь в таких устройствах оказывается незначительной.

Парогенератор, предназначенный для выработки перегретого водяного пара высокого давления, представляет собой основной блок современной *тепловой электростанции*, где за счет сжигания топлива вы-

рабатывается основное количество электроэнергии (в нашей стране – до 70 % общей ее выработки).

По виду отпускаемой потребителю энергии тепловые станции делятся на конденсационные, производящие и отпускающие только электроэнергию; теплофикационные, производящие только теплоту в виде горячей воды и технологического пара; станции смешанного типа, отпускающие потребителю как электроэнергию, так и теплоту в виде пара или горячей воды.

Принципиальная схема тепловой электростанции представлена на рис. 3.35. Работа парогенератора описана ранее. Перегретый пар (ПП) из пароперегревателя парогенератора 1 направляется на лопатки паровой турбины 2 и вращает ее, передавая паровой турбине (ПТ) свою энергию предыдущих процессов сжатия и нагревания (основная часть энергии). Паровая турбина вращает электрогенератор 3, вырабатывающий переменное электрическое напряжение. Электрическая энергия (ЭЭ) поступает потребителю. Отработанный в турбине пар (ОП), имеющий низкие значения давления и температуры, из последней ступени турбины направляется в конденсатор 4, в который также подается большое количество охлаждающей воды (ОВ) из ближайшего естественного водоема. Вода отбирает у отработанного пара выделяющуюся при его конденсации теплоту. Образующийся в конденсаторе конденсат в качестве питательной воды (ПВ) насосом 5 перекачивается в парогенератор, где снова испаряется под повышенным давлением и т. д. Часть пара отбирается из паровой турбины и отпускается потребителю в качестве технологического пара (ТП).

Паротурбинная установка, вырабатывающая электроэнергию за счет энергии сжигаемого топлива, работает по *циклу Ренкина* (рис. 3.36). Согласно этому циклу, питательная вода насосом 5 изоэнтропически (линия 1–2) переводится с низкого уровня давления в конденсаторе 4 на высокий уровень, соответствующий повышенному давлению. При этом давлении

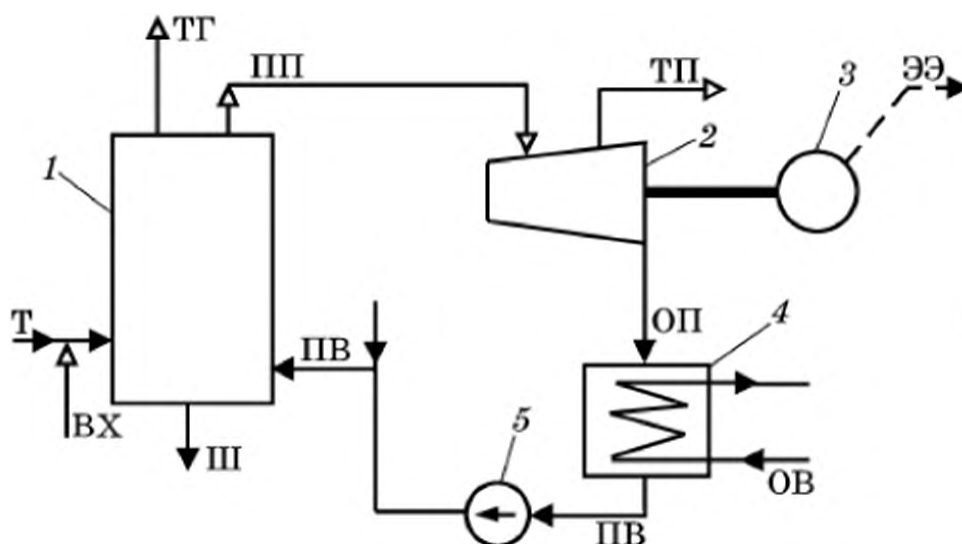
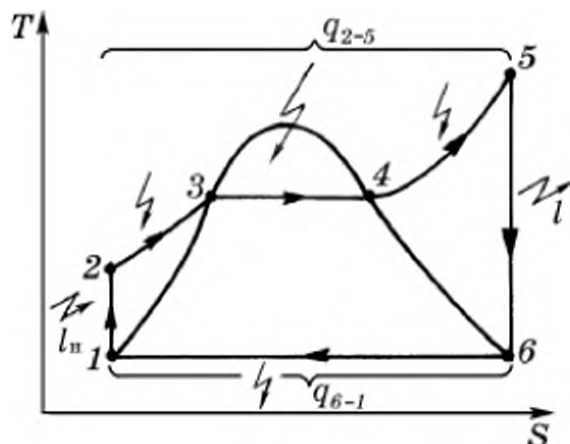


Рис. 3.35. Принципиальная схема теплоэлектроцентрали:

1 – парогенератор; 2 – паровая турбина; 3 – электрогенератор; 4 – конденсатор; 5 – насос; Т – топливо; ВХ – воздух; ТГ – топочные газы; ПП – перегретый пар; Ш – шлак; ПВ – питательная вода; ТП – технологический пар; ЭЭ – электроэнергия; ОП – отработанный пар; ОВ – охлаждающая вода

Рис. 3.36. Основной энергетический цикл (цикл Ренкина):

1–2 – сжатие воды; 2–3 – нагревание воды при повышенном давлении; 3–4 – испарение воды; 4–5 – перегрев пара; 5–6 – расширение пара с производством внешней механической работы; 6–1 – конденсация отработанного пара при низком давлении



вода изобарически нагревается (кривая 2–3), затем изобарно-изотермически испаряется (отрезок 3–4), и далее пар изобарически перегревается (линия 4–5). В проточной части паровой турбины происходит изоэнтропическое расширение сжатого горячего пара (линия 5–6) с совершением им механической работы l , вращающей турбину и электрогенератор 3. Отработанный пар низкого давления и температуры изобарно-изотермически конденсируется в конденсаторе (линия 6–1).

Адиабатическое повышение давления по линии 1–2 производится для жидкофазного состояния рабочего вещества, при этом затрачиваемая работа сжатия l_n в насосе оказывается во много раз меньше работы расширения l паровой фазы. Еще одним положительным свойством цикла Ренкина является проведение процессов теплопередачи, при которых передаются основные количества теплоты (теплота испарения воды в кипятильных трубках парогенератора и теплота конденсации отработанного пара в конденсаторе) при больших коэффициентах теплоотдачи (см. табл. 3.1), что позволяет уменьшить значительные здесь поверхности теплопередачи.

Коэффициент полезного действия η энергетического цикла есть отношение получаемой от цикла полезной работы $(l - l_n)$ к теплоте q_{2-5} , которая затрачивается на получение этой работы:

$$\eta = \frac{l - l_n}{q_{2-5}}. \quad (3.114)$$

Полная теплота q_{2-5} подводится от топочных газов к рабочему веществу на этапах 2–3–4–5 (см. рис. 3.36); теплота конденсации q_{6-1} отработанного пара передается охлаждающей воде и выводится из цикла. Можно показать (здесь приводится без вывода), что величину КПД можно выразить через значения энтальпий базовых точек цикла:

$$\eta = \frac{(i_5 - i_2) - (i_6 - i_1)}{i_5 - i_2} = \frac{q_{2-5} - q_{6-1}}{q_{2-5}}. \quad (3.115)$$

Возможна простая графическая интерпретация основных количеств теплоты и работы в координатах T – S . Так, отводимая в конденсаторе теплота q_{6-1} соответствует площади прямоугольника под горизонтальной линией 6–1. Количество теплоты q_{2-5} , подводимой к рабочему веществу на стадиях нагревания жидкой фазы, испарения воды и перегрева пара, соответствует площади под линией 2–3–4–5. Полезная работа цикла $(l - l_n)$ соответствует площади цикла 1–2–3–4–5–6–1.

Коэффициент полезного действия больших современных ТЭЦ, работающих на выработку электроэнергии, не превышает 38–42 %. Это означает, что 60 % теплоты сжигаемого топлива теряется. Основные статьи потерь теплоты – это теплота q_{6-1} , отводимая охлаждающей водой в конденсаторе, и теплота, теряемая топочными газами, отходящими в атмосферу с температурой около 250 °С.

Естественно желание повысить столь низкое значение КПД при выработке электроэнергии, для чего необходимо поднимать температуру на верхнем уровне цикла и уменьшать температуру и давление конденсации отработанного пара. Особенно желательно снижение уровня параметров конденсации отработанного в турбине пара. Однако температура и давление в конденсаторе определены температурой охлаждающей воды, которая обычно не бывает низкой в течение года. Экономически оптимальными приняты давления в конденсаторах $P_{6-1} = 0,004$ МПа, что соответствует температуре конденсации водяных паров 28,6 °С. Нагревание охлаждающей воды допустимо на 8 °С по экологическим соображениям. При этом теплообменные поверхности и объемы конденсаторов достаточно велики вследствие малых температурных разностей и больших удельных объемов пара при столь низком остаточном давлении.

Повышение давления по линии подвода теплоты 2–3–4–5 сдерживается ограниченной механической прочностью многочисленных трубопроводов большого диаметра и лопаток быстро вращающейся паровой турбины. Это ограничение тем более существенно, что с возрастанием давления насыщенного пара повышается и его температура, а с увеличением температуры механическая прочность металлов быстро снижается. В настоящее время предельные параметры верхнего уровня энергетического цикла паротурбинных установок на крупных электростанциях не превышают $P_{2-5} = 24$ МПа и $t_5 = 540$ °С для перегретого пара перед турбиной.

Паротурбинный цикл Ренкина (см. рис. 3.36) реализуется и на атомных станциях (АЭС), где нагревание и испарение воды, а также перегрев пара происходят за счет теплоты, выделяющейся при реакции ядерного распада изотопа урана. Разумеется, все, что указано ранее о КПД производства электроэнергии, относится также и к АЭС.

3.7.3. ОХЛАЖДАЮЩИЕ АГЕНТЫ

При проведении многих технологических процессов возникает необходимость отвода теплоты, например при охлаждении газов, жидкостей или при конденсации паров. Отбор теплоты осуществляется с помощью охлаждающих теплоносителей (охлаждающих агентов), наиболее распространенными среди них являются *вода и воздух атмосферных параметров*. Единственный недостаток их как охлаждающих агентов состоит в зависимости предельно низкой температуры охлаждаемых веществ от температуры окружающей среды. Так, природная вода в зависимости от времени года позволяет производить охлаждение до 5–25 °С. Температура атмосферного воздуха в еще большей степени изменяется в зависимости от времени года и погодных условий, что, естественно, неудобно для

промышленного использования воздуха в качестве охлаждающего агента. Кроме того, воздух обладает сравнительно низкой объемной теплоемкостью, что требует больших его объемных расходов, а малая теплопроводность воздуха и связанные с этим низкие значения коэффициентов теплоотдачи к воздуху ($\leq 70 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$) приводят к необходимости иметь значительные теплообменные поверхности охлаждения. Поэтому наиболее распространенный охлаждающий агент – это вода.

При расчетах процессов отвода теплоты с помощью природной воды существенным является вопрос о выборе ее конечной температуры. Действительно, чем выше температура воды на выходе из теплообменника, тем меньше расход воды, необходимой для отвода заданного количества теплоты. Но при повышении температуры природной воды увеличивается выделение растворенных в ней солей, которые откладываются на теплообменных поверхностях и повышают термическое сопротивление процессу теплопередачи. Поэтому температура охлаждающей воды на выходе из ТОА (t_k) обычно не должна превышать $40\text{--}50^\circ\text{C}$.

Расход охлаждающей воды G_v (кг/с) для отвода теплоты Q (кВт) определяется из уравнения теплового баланса $Q = G_v c_v (t_k - t_n)$, откуда

$$G_v = Q/[c_v(t_k - t_n)], \quad (3.116)$$

где c_v – теплоемкость воды, $\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; t_n – начальная температура воды, обычно принимаемая для наименее благоприятных с точки зрения охлаждения летних условий, $^\circ\text{C}$ (ср. с уравнением (3.112)).

Массовый расход охлаждающего воздуха также определяется по уравнению (3.116) с заменой теплоемкости воды на теплоемкость воздуха. Объемный расход воздуха V_{vx} ($\text{м}^3/\text{с}$) будет равен $V_{vx} = G_{vx}/\rho_{vx}$, где G_{vx} и ρ_{vx} – массовый расход и плотность воздуха ($\text{кг}/\text{с}$ и $\text{кг}/\text{м}^3$ соответственно).

По сравнению с водой воздух совершенно доступен, кроме того чистый воздух меньше загрязняет теплообменные поверхности.

Комбинированный способ охлаждения, одновременно использующий преимущества воды и воздуха, представляет собой так называемый *водооборотный цикл*. При реализации такого цикла воду, однажды прошедшую через ТОА, в котором она отобрала теплоту у охлаждаемого вещества и повысила свою температуру с t_n до t_k (ГВ), подают в градирню 1 (рис. 3.37), где она распыляется на слой насадки 2 и, стекая по поверхности насадки (кольца Рашига), частично испаряется, получая теплоту на процесс испарения от атмосферного воздуха (АВХ) и частично – от самой себя. Последнее обстоятельство приводит к понижению температуры воды. Охлажденная таким образом вода (ОВ) стекает в сборник 3, откуда

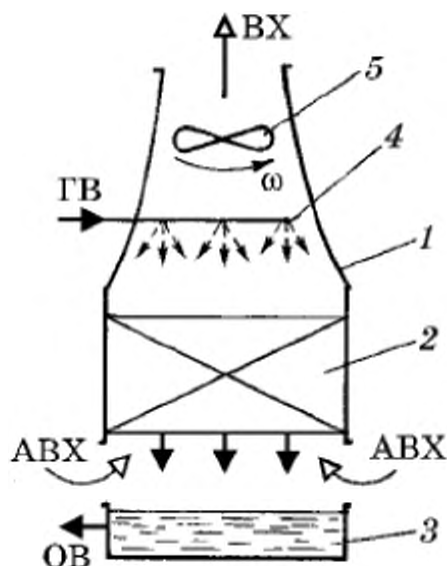


Рис. 3.37. Градирня для охлаждения воды:

1 – корпус; 2 – слой инертной твердой насадки; 3 – сборник охлажденной воды (ОВ); 4 – распылители горячей воды (ГВ); 5 – вентилятор; АВХ – подсос атмосферного воздуха

вновь подается на охлаждение. Несколько увлажненный атмосферный воздух удаляется вентилятором в окружающую среду.

Преимущества такого способа испарительного охлаждения состоят в следующем: оборотная вода, многократно прошедшая стадии частичного испарения, меньше загрязняет теплообменные поверхности; значительно уменьшается общий расход воды, поскольку свежей водой необходимо лишь компенсировать испаряемую долю оборотной воды; улучшается экологическая обстановка в близлежащем районе, так как существенно уменьшается количества сбрасываемой горячей воды. Недостатки водооборотного охлаждения – значительные габариты оборудования и возможность охлаждения такой водой лишь до температур не ниже 30°C в наименее благоприятное для охлаждения летнее время.

3.7.4. ПОЛУЧЕНИЕ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

В химической, пищевой и смежных отраслях промышленности нередко возникает необходимость иметь те или иные вещества при температуре ниже температуры атмосферного воздуха и природной воды.

Для получения *хладагентов* с температурой ниже температуры окружающей среды используются специальные холодильные установки, в которых некое циркулирующее по замкнутому контуру рабочее вещество (хладагент) отбирает у охлаждаемого вещества теплоту на необходимом низком температурном уровне и передает отобранную теплоту окружающей среде, температура которой выше. Согласно второму закону термодинамики, передача теплоты с низкого температурного уровня на более высокий не может происходить самопроизвольно, а требует затраты энергии извне.

Основные требования к рабочему веществу холодильных установок – это достаточно низкая температура его кипения при атмосферном давлении и не слишком высокие давления паров при температуре окружающей среды. Таким требованиям удовлетворяют аммиак и так называемые хладоны (фреоны) (хладон 12 – CCl_2F_2 и др.), температура кипения которых при атмосферном давлении составляет приблизительно -33°C .

На рис. 3.38 и 3.39 представлены принципиальная блок-схема и термодинамический цикл изменения параметров состояния хладагента (рабочего вещества) для наиболее распространенной *компрессионной холодильной установки*.

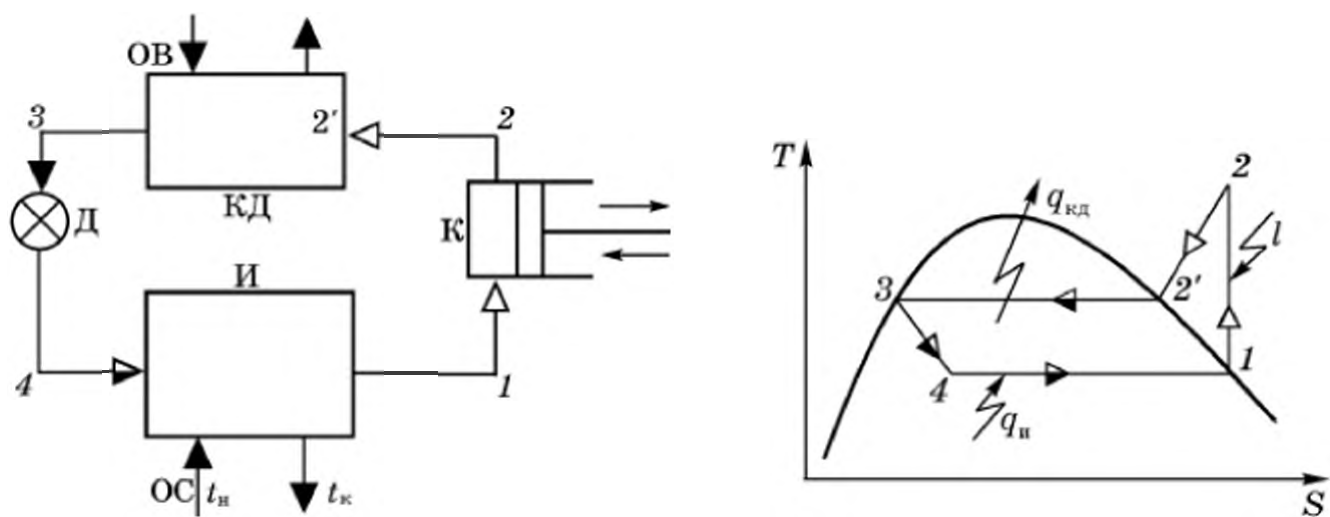


Рис. 3.38. Блок-схема компрессионной установки умеренного охлаждения:

К – компрессор; *КД* – конденсатор; *Д* – дроссель; *И* – испаритель; *ОВ* – охлаждающая вода; *ОС* – охлаждаемая среда

Рис. 3.39. Термодинамический цикл компрессионной холодильной установки:

1–2 – сжатие пара; *2–2'* – охлаждение сжатого пара до состояния насыщения; *2'–3* – конденсация пара при повышенном давлении; *3–4* – дросселирование жидкости; *4–1* – испарение жидкости при пониженном давлении

В компрессоре *К* производится адиабатическое сжатие насыщенного пара хладагента (точка *1* лежит на линии насыщения) от давления, несколько превышающего атмосферное: до 6–7 атм для хладонов и до 10–12 атм для аммиака. При сжатии затрачивается удельная работа *l*, Дж/кг (линия *1–2*), при этом за счет части энергии *l* происходит разогрев сжимаемых паров (точка *2*). В конденсаторе *КД* происходит изобарическая конденсация перегретого пара, что соответствует линии *2–2'–3*, на которой собственно процесс изотермической конденсации – это линия *2'–3*, а кривая *2–2'* соответствует охлаждению перегретого пара до состояния насыщения (точка *2'*) при повышенном давлении $P_{2-2'-3}$. Для отвода теплоты, выделяющейся при конденсации, и теплоты перегрева паров в *КД* подается охлаждающая вода (*ОВ*).

Жидкая фаза рабочего вещества при повышенном уровне давления проходит через дроссель *Д*, представляющий собой элемент со значительным гидравлическим сопротивлением потоку вещества (небольшое отверстие, чуть приоткрытый вентиль, капилляр или пористая перегородка). При прохождении дросселя происходит резкое снижение давления с высокого уровня на более низкий. Температура конденсации $t_{2'-3}$ соответствует состоянию перегретой жидкости относительно температуры ее кипения t_{4-1} в испарителе *И* при низком давлении. Поэтому жидкая перегретая фаза рабочего вещества, быстро проходя малое отверстие *Д*, интенсивно испаряется, не получая, однако, при прохождении *Д* теплоты извне (процесс дросселирования происходит по линии *3–4* постоянной энтальпии $i_3 = i_4$).

На испарение жидкости требуется теплота, которая при условиях дросселирования может быть получена рабочим веществом только от

самого себя, что приводит к охлаждению дросселирующейся жидкости. Теплоты самоохлаждения при таком процессе оказывается достаточно для испарения не всей жидкости, а лишь ее части (обычно 10–20 %), но основной желаемый эффект дросселирования жидкости оказывается достигнутым: смесь жидкости и пара, поступающая в *И*, имеет теперь пониженную температуру.

Описанный здесь процесс дросселирования жидкости не следует смешивать с рассматриваемым в курсе общей физики дроссельным эффектом Джоуля – Томсона при дросселировании реальных газов.

В испарителе при этой низкой температуре (t_{4-1}) происходит испарение основной части жидкой фазы рабочего вещества. Теплота, необходимая на фазовый процесс парообразования, берется от охлаждаемой в *И* среды (*ОС*), при этом ее температура понижается с t_n до t_k . Образовавшиеся в результате испарения насыщенные пары рабочего вещества (точка 1) вновь сжимаются компрессором *К* и т. д.

Энергетическая эффективность работы холодильной установки оценивается отношением полезно отбираемой на низком температурном уровне теплоты q_n к затрачиваемой на сжатие внешней работе l :

$$\varepsilon = \frac{q_n}{l} = \frac{i_1 - i_4}{i_2 - i_1}, \quad (3.117)$$

где i_1 , i_2 и i_4 – удельные энтальпии паров рабочего вещества до и после их сжатия в компрессоре и жидкостно-паровой смеси вещества после дросселирования.

При обычно используемых в промышленности параметрах работы холодильных установок значения *холодильных коэффициентов* ε достигают 3–5. Это означает, что при затрате единицы внешней работы от охлаждаемой среды (*ОС*) отбирается и передается более нагретой среде (*ОВ*) в конденсаторе несколько единиц теплоты. Для понимания процесса существенно, что полезная теплота q_n в холодильной установке не производится из работы l , а только отбирается и передается от одной среды к другой. Работа сжатия l здесь является своего рода платой за перевод теплоты q_n с низкого температурного уровня (t_{4-1}) на более высокий ($t_{2'-3}$).

Для повышения значения холодильного коэффициента ε и с целью улучшения эксплуатационных характеристик оборудования термодинамический цикл процесса получения холода несколько усложняется: перед сжатием паров рабочего вещества в *К* они несколько перегреваются в испарителе *И*; если имеется достаточно холодная вода (*ОВ*), то жидкая фаза рабочего вещества после его конденсации в *КД* несколько переохлаждается относительно температуры конденсации $t_{2'-3}$; может использоваться многоступенчатое сжатие и т. п.

Значение холодильного коэффициента увеличивается по мере повышения температурного уровня испарения (t_{4-1}) и снижения температуры конденсации $t_{2'-3}$. Однако значение t_{4-1} обычно бывает заданным величиной конечной температуры t_k охлаждаемой среды, а температура конденсации $t_{2'-3}$ не может быть уменьшена, так как для этого требуется более холодная вода (*ОВ*), начальная температура которой определяется условиями окружающей среды.

Бытовые холодильники работают по такому же циклу, но в качестве охлаждающей конденсатор среды используется не вода, а воздух помещения, в котором находится холодильник.

Существуют холодильные установки, в которых вместо электроэнергии для работы компрессора потребляется относительно дешевая низкотемпературная теплота, например технологический пар или горячая вода, отработавшие в какой-либо другой технологической установке. Это *абсорбционные холодильные установки*, в которых рабочим веществом (хладагентом) служит обычно аммиачная вода. Они могут работать на практически даровой, отработанной теплоте, но имеют низкие значения холодильных коэффициентов ε и значительные габариты.

В промышленных условиях охлаждения веществ до отрицательных температур в испаритель холодильной установки часто подается не непосредственно охлаждаемое вещество, а *промежуточный хладоноситель* – водный раствор солей NaCl или CaCl_2 , который затем отбирает теплоту и доводит до необходимой низкой температуры охлаждаемое вещество в дополнительном теплообменном аппарате. Это позволяет сделать режим охлаждения в меньшей степени зависящим от возможных на практике перерывов в работе компрессора.

3.8. КОНСТРУКЦИИ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Промышленная теплообменная аппаратура соответствует многосторонним требованиям к ТОА в разнообразных конкретных условиях работы. Основное требование – соблюдение задаваемых температурных параметров для конкретного теплообменного процесса. Естественным желанием также являются как можно более низкие стоимость самого ТОА и стоимость его эксплуатации (см. разд. 3.6.5 об оптимальном расчете ТОА), что соответствует высоким значениям коэффициентов теплопередачи и низкому гидравлическому сопротивлению, оказываемому аппаратом проходящим через него потокам теплоносителей. Кроме того, желательна доступность обеих поверхностей теплопередающей стенки для механической очистки, технологичность конструкции ТОА при ее изготовлении, устойчивость материала аппарата против возможного химического воздействия теплоносителей и т. п. Поэтому конструкции ТОА весьма разнообразны.

Теплообменные аппараты могут быть классифицированы по виду теплообменной поверхности (с поверхностью из трубок, с плоской поверхностью, с поверхностью непосредственного контакта теплоносителей); по физическому процессу, происходящему с основным технологическим веществом (нагреватели, холодильники, испарители, конденсаторы); по характеру работы во времени (рекуперативные, регенеративные, см. разд. 3.6); по материалу, из

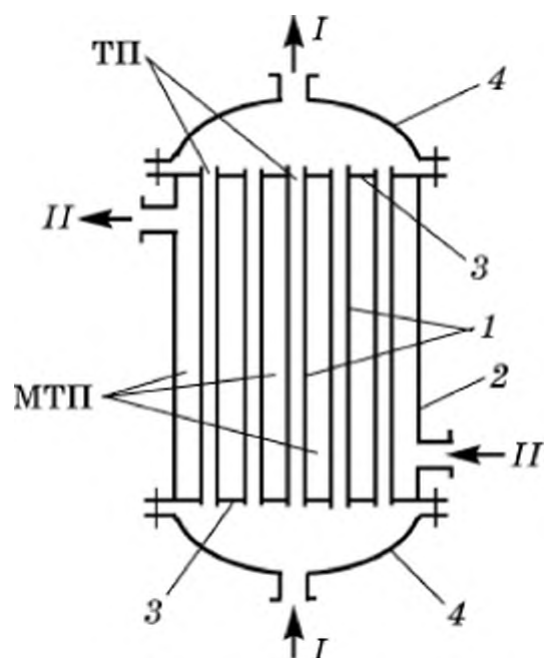
которого изготовлены ТООА (металлические, графитовые и т. п.), и по некоторым другим признакам.

Поверхностные теплообменники – наиболее многочисленная группа ТООА, используемых в химической промышленности, поскольку теплоносители в таких аппаратах разделены теплопередающей поверхностью, чаще всего выполненной из конструкционной стали. В наиболее распространенных *трубчатых ТООА* – это стенки трубок, в *пластинчатых ТООА* – это плоские или рифленые металлические листы.

Наиболее распространенной конструкцией ТООА трубчатого типа является *кожухотрубчатый аппарат*; самый простой вид такого аппарата представлен на рис. 3.40. Кожухотрубчатые теплообменники просты в изготовлении, имеют большую теплообменную поверхность в расчете на единицу общего объема аппарата, способны работать при повышенных, в том числе и при существенно разных давлениях теплоносителей.

Теплообменный аппарат кожухотрубчатого типа состоит из кожуха 2, пучка трубок 1, концы которых крепятся в трубных решетках 3. Крышки аппарата 4 соединяются с трубными решетками через прокладку с помощью болтов, что делает аппарат разъемным, а внутреннюю поверхность труб – доступной для механической очистки от возможных загрязнений.

Число труб в таких ТООА может достигать 2500, их длина – восьми метров, а поверхность теплопередачи – до 950 м². Наиболее распространенный способ размещения труб в трубных решетках – по вершинам правильных шестиугольников (равносторонних треугольников), что обеспечивает наибольшую механическую прочность трубной решетки при работе аппарата под повышенным давлением (рис. 3.41, а). Для надежной герметизации трубного и межтрубного пространств ТООА концы труб крепятся к трубной решетке развальцовкой или с помощью сварки (рис. 3.41, б, в).



Кожухотрубчатый ТООА, представленный на рис. 3.40, – это так называемый *одноходовой теплообменник*, в котором каждый из теплоносителей перемещается, не изменяя своего

Кожухотрубчатый ТООА, представленный на рис. 3.40, – это так называемый *одноходовой теплообменник*, в котором каждый из теплоносителей перемещается, не изменяя своего

Рис. 3.40. Одноходовой кожухотрубчатый теплообменник:

1 – трубки; 2 – корпус (кожух); 3 – трубные решетки; 4 – крышки; ТП – трубное пространство для теплоносителя I; МТП – межтрубное пространство для теплоносителя II

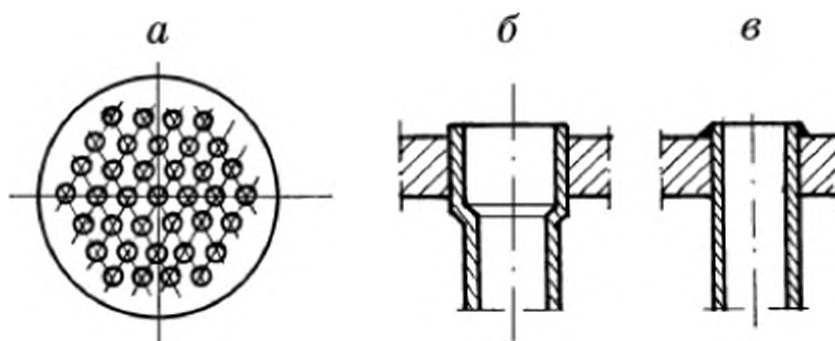


Рис. 3.41. Способы размещения (а) и способы герметичного крепления концов труб в трубной решетке развальцовкой (б) и сваркой (в)

первоначального направления. Такое движение обеспечивает наименьшее гидравлическое сопротивление как по трубному, так и по межтрубному пространству, но при малых скоростях движения теплоносителей коэффициенты теплоотдачи (α_1 и α_2) могут оказаться слишком низкими, что приведет к неоправданному увеличению необходимой поверхности теплопередачи (F). Поэтому при малых расходах теплоносителей используются несколько более сложные ТОА (рис. 3.42), в которых скорость движения теплоносителей увеличивается специальными конструктивными мерами. Так, в трубном пространстве за счет установки перегородок 1 в крышках ТОА и иного размещения штуцеров теплоноситель I, проходящий по трубному пространству, вынужден сначала пройти по одной части труб, а затем по другой.

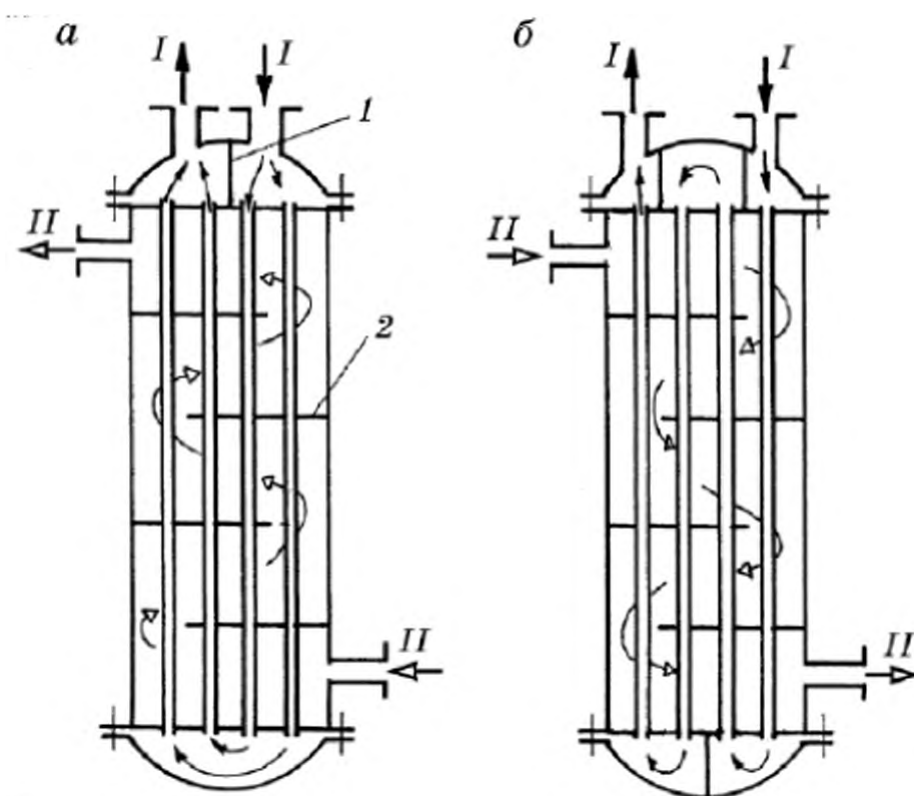


Рис. 3.42. Многоходовые теплообменники с поперечными перегородками в межтрубном пространстве:

а – двухходовой; б – четырехходовой по трубному пространству

На рис. 3.42 представлены схемы движения теплоносителя в двухходовом (а) и четырехходовом (б) теплообменниках. Скорость движения теплоносителя при этом увеличивается соответственно в два и в четыре раза, что приводит к возрастанию значений коэффициентов теплоотдачи (α_1) между этим теплоносителем и внутренней поверхностью трубок. Увеличение α_1 следует из корреляционных соотношений (3.59) и (3.60), согласно которым интенсивность теплоотдачи возрастает при увеличении скорости w движения теплоносителя в степени 0,8 и 0,33 для турбулентного и ламинарного режимов течения соответственно.

Также с целью интенсификации процесса теплообмена между теплоносителем II , проходящим по межтрубному пространству, и наружной поверхностью труб устанавливаются поперечные перегородки 2, не занимающие всего поперечного сечения межтрубного пространства, а имеющие сегментный проход для теплоносителя II . Поскольку путь для теплоносителя II при наличии перегородок удлиняется, а время его пребывания в межтрубном пространстве (см. соотношение (1.110)) остается прежним, скорость движения относительно наружной поверхности трубок увеличивается. Согласно расчетным формулам для наружной теплоотдачи (3.61), увеличение скорости теплоносителя и числа Рейнольдса ($Re = wd/\nu$) приводит к повышению коэффициента теплоотдачи α , содержащегося в критерии Нуссельта ($Nu = \alpha d/\lambda$).

Одновременно с интенсификацией процесса теплоотдачи увеличение скорости теплоносителей как в трубном, так и в межтрубном пространстве повышает гидравлическое сопротивление движению теплоносителей. Так, для наиболее распространенного в промышленной практике турбулентного характера движения теплоносителей гидравлическое сопротивление всех элементов аппарата приблизительно пропорционально квадрату скорости потока теплоносителя (см. гл. 1). Следовательно, гидравлическое сопротивление ТОА возрастает с увеличением скорости теплоносителей быстрее, чем интенсифицируется процесс теплоотдачи. Поэтому увеличивать число ходов по трубному пространству или количество перегородок в межтрубном пространстве рационально только до тех пор, пока выигрыш в интенсификации процесса теплоотдачи превышает отрицательный эффект, связанный с увеличением гидравлического сопротивления ТОА.

Недостаток многоходовых ТОА с перегородками – отсутствие в них противотока теплоносителей, так как в трубном пространстве теплоноситель I по одному ходу движется в одну сторону, а по следующему ходу – в противоположную (смешанный ток теплоносителей); в межтрубном пространстве поперечные перегородки вынуждают теплоноситель II обтекать трубки преимуще-

ственно в поперечном направлении (точнее – под углом приблизительно в 60°). Следовательно, средняя разность температур теплоносителей в многоходовых ТОА с перегородками меньше, чем при противотоке.

При работе теплообменного аппарата его кожух и трубки имеют неодинаковые температуры. По этой причине абсолютное термическое удлинение кожуха и трубок всегда различно, что вызывает между ними механические напряжения. Если разность температур кожуха и трубок не превышает $40\text{--}50\text{ К }(^{\circ}\text{C})$, то температурные напряжения еще не опасны для конструкции ТОА. Однако при больших разностях температур приходится использовать ТОА, в которых неодинаковые удлинения кожуха и трубчатки не вызывают опасных механических напряжений.

В ТОА с линзовым компенсатором термических напряжений (рис. 3.43, а) разные величины удлинений нивелируются с помощью гофра на кожухе аппарата, который, однако, одновременно ослабляет его механическую прочность и не позволяет работать с избыточным давлением в межтрубном пространстве выше $0,5\text{ МПа}$.

В конструкциях, представленных на рис. 3.43, б, в, жесткая механическая связь между трубками и кожухом отсутствует, и

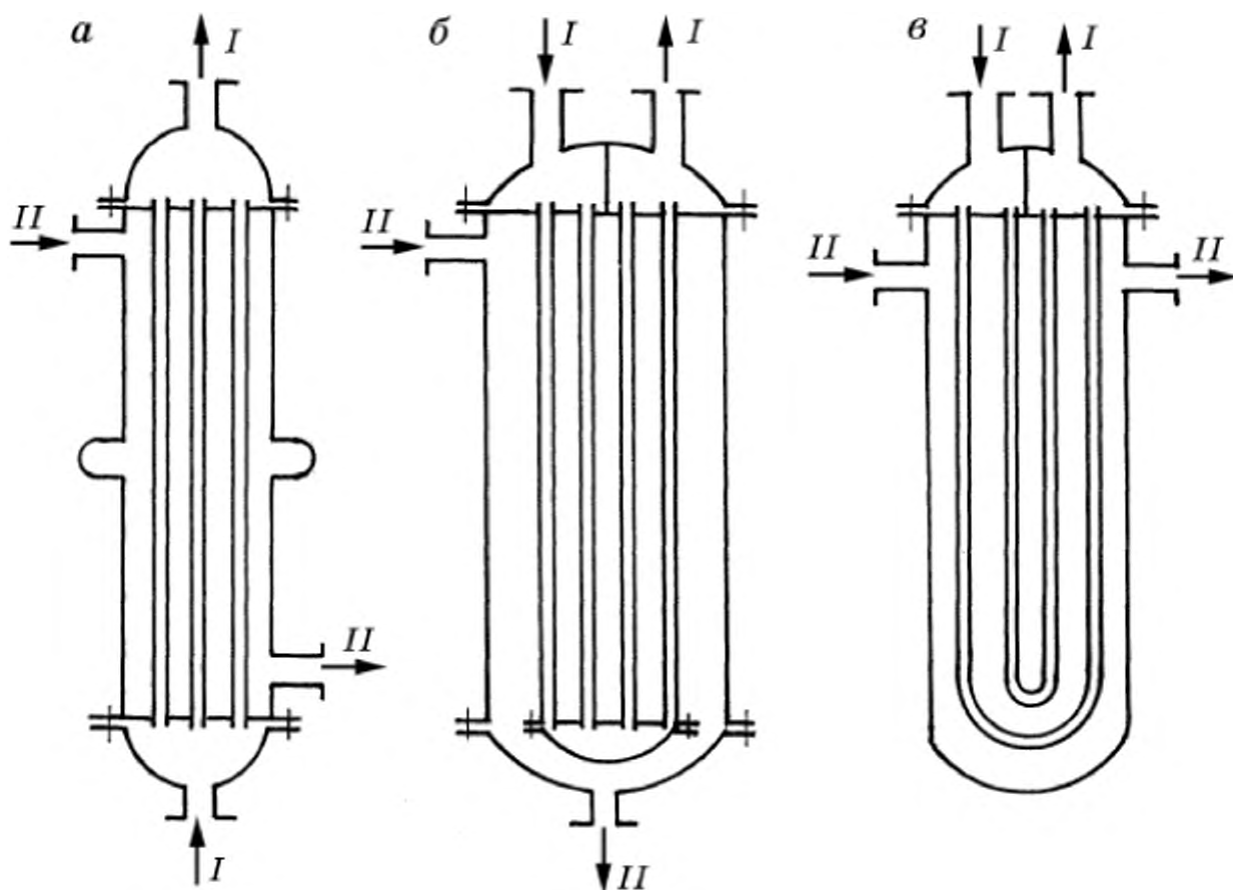


Рис. 3.43. Кожухотрубчатые теплообменные аппараты с компенсацией термических напряжений:

а – линзовый компенсатор на кожухе; б – двухходовой аппарат с плавающей головкой; в – аппарат с U-образными трубками

величины относительных удлинений в принципе могут быть любыми. Кроме того, в таких ТОА наружная поверхность трубок доступна для визуального осмотра и механической очистки, если отсоединить от кожуха крышку ТОА вместе с трубчаткой. Однако такие конструкции ТОА сложнее предыдущих, и их стоимость выше. У ТОА с U-образными трубками затруднена механическая очистка внутренней поверхности трубок.

Элементные теплообменники представляют собой ряд последовательно соединенных одноходовых кожухотрубчатых теплообменников (см. рис. 3.40). Такое соединение допускает относительно высокую скорость движения теплоносителей как в трубном, так и в межтрубном пространствах без использования перегородок. Преимущество элементных ТОА по сравнению с аппаратами с перегородками – возможность создания практически чистого противотока теплоносителей. Следовательно, использование элементной схемы соединения простых одноходовых ТОА обеспечивает максимальную для заданных начальных и конечных условий среднюю разность температур теплоносителей (см. комментарий к формуле (3.105) для Δt_{cp}).

Еще одно преимущество – возможность создавать большие давления в межтрубном пространстве, поскольку диаметр кожуха у каждого из ТОА, соединенных в элементный ряд, меньше, чем у одного аппарата с перегородками при приблизительно одинаковой величине поверхности теплообмена, необходимой для передачи одного и того же количества теплоты. Очевидный недостаток элементного способа соединения ТОА – повышенная металлоемкость.

При малых расходах теплоносителей для создания достаточных значений скоростей их движения используются *двухтрубчатые теплообменники* (труба в трубе), представляющие собой набор последовательно соединенных элементов, состоящих из двух труб (рис. 3.44). Можно считать, что такой теплообменник – это предельный случай кожухотрубчатого ТОА, у которого трубный пучок состоит из одной трубки. Поперечные сечения внутренней трубы (обычно диаметром 57–108 мм) и кольцевого сечения межтрубного пространства (диаметр наружных труб 76–159 мм) невелики, что часто и обеспечивает скорости обоих теплоносителей, достаточные для интенсивной теплоотдачи в обоих пространствах такого теплообменника. Кроме того, при повышенных скоростях теплоносителей (до 3 м/с) замедляется нежелательный процесс отложения загрязнений на теплопередающих поверхностях.

Двухтрубчатые ТОА имеют плоскую компоновку и не занимают много места, например, удобно располагаются у стены помещения. Однако на изготовление таких теплообменников требуется большее количество металла на единицу теплообменной поверхности. Используются они, как правило, когда требуемые поверхности теплопередачи не превышают $10\div 20\text{ м}^2$. Для увеличения суммарной поверхности теплопередачи два-три таких ТОА могут соединяться параллельно, но это одновременно приводит и к увеличению суммарного поперечного сечения, и к снижению скорости движения теплоносителей.

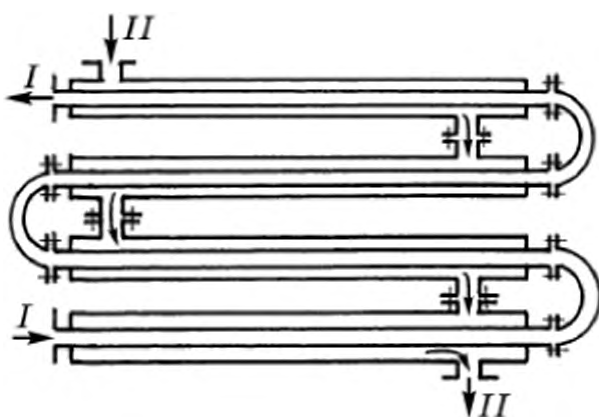


Рис. 3.44. Двухтрубчатый теплообменник (труба в трубе)

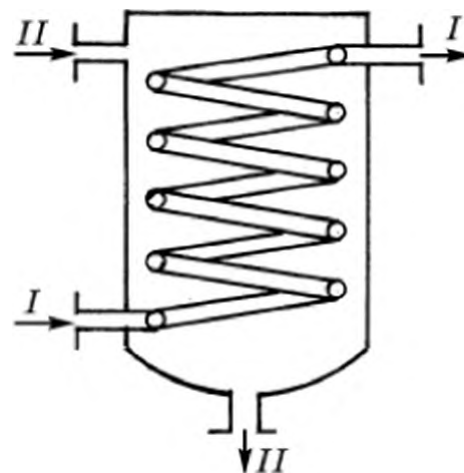


Рис. 3.45. Змеевиковый погружной теплообменник

Змеевиковый теплообменник представляет собой трубу, свернутую по определенному профилю. Чаще всего – это форма спирали (рис. 3.45); иногда в спираль сворачиваются 2–3 трубки, по которым параллельно проходит обычно горячий теплоноситель. Второй теплоноситель (чаще – нагреваемый) заполняет емкость, в которой и находится змеевик. Теплоноситель *II* может нагреваться либо в режиме непрерывного потока через аппарат, либо периодически. В таком *погружном теплообменнике* может устанавливаться перемешивающее устройство (на рис. 3.45 оно отсутствует), повышающее интенсивность теплоотдачи от наружной поверхности трубки к внешнему теплоносителю. В отсутствие принудительного перемешивания наружная теплоотдача соответствует малоинтенсивной естественной гравитационной конвекции (см. разд. 3.4.2).

В тех случаях, когда аппарат имеет прямоугольную форму, змеевик может быть выполнен из прямых трубок, соединенных калачами. Такое устройство, по существу, представляет собой двухтрубный теплообменник, но без наружной трубы, а роль кольцевого пространства выполняет объем аппарата, в который погружается змеевик.

Погружные змеевиковые теплообменники любой формы просты по устройству, наружные стенки трубок доступны для осмотра и механической очистки, а малый диаметр трубок (обычно 25–57 мм) позволяет работать при повышенных давлениях в трубном пространстве. С другой стороны, змеевиковые ТОА имеют сравнительно небольшую теплообменную поверхность, обычно не превышающую 10–15 м².

Еще более высокие давления и, следовательно, температуры (до 6 МПа и, соответственно, до 274 °С для насыщенного водяного пара) нагрева-ния возможны в ТОА с наружными змеевиками 2 (рис. 3.46), которые привариваются снаружи к стальным стенкам 1 аппарата. Вместо полу-цилиндров могут привариваться цельные свернутые в спираль трубки, что дешевле в изготовлении, но делает менее плотным контакт трубки с наружной стенкой аппарата. Вместо трубок и полутрубок в качестве приваренного змеевика может быть использован стальной уголок, что делает контакт теплоносителя *I*, проходящего внутри такого элемента, с наружной стенкой аппарата наилучшим.

Дополнительное преимущество аппаратов с приваренными змеевиками – возможность использовать для змеевиков дешевые материалы в тех случаях, когда теплоноситель *II* представляет собой химически агрессивную среду. При этом поверхность аппарата относительно просто покрывается соответствующим защитным слоем (например, эмалируется), а непосредственного контакта материала змеевика с агрессивной средой нет. С другой стороны, изготовление змеевиков из полуцилиндров или уголков оказывается не простой механической операцией.

Оросительные ТОО (рис. 3.47) применяются для охлаждения жидкостей и газов или для конденсации паров при температурах, соответствующих природной воде, поскольку теплоносителем *II*, воспринимающим теплоту от охлаждаемого вещества, служит вода. Орошающая вода подается сверху и распределяется с помощью оросителя *1* на наружную поверхность прямотрубного плоского змеевика *2*. Далее вода тонкой пленкой стекает по наружной поверхности расположенных ниже труб и собирается в нижнем коллекторе *3*.

Оросительные теплообменники предельно просты и отличаются относительно малой металлоемкостью, так как не имеют конструктивно оформленного объема для теплоносителя *II*. Коэффициенты теплоотдачи от наружной поверхности стенки к пленке воды имеют большие значения. Кроме того, наружная поверхность труб легко доступна для осмотра и очистки от отложений и ржавчины. Однако при работе таких ТОО происходит потеря некоторой доли воды вследствие ее частичного испарения, и, кроме того, эта испаренная вода попадает в воздух помещения и увлажняет его. Имеются также эксплуатационные трудности с равномерным распределением воды как по длине труб, так и по их вертикальным рядам.

При нагреве или охлаждении газов значения коэффициентов теплоотдачи со стороны одного и другого теплоносителя, как правило, существенно неодинаковы (см. табл. 3.1). Чтобы компенсировать малую интенсивность теплоотдачи со стороны газа, искусственно увеличивают поверхность теплоотдачи со стороны этого газа, приваривая к ней металлические *ребра*. Тогда малое значение коэффициента теплоотдачи α_r со стороны газа умножается на значительную величину поверхности F_p ребер, что и обеспечивает достаточное количество передаваемой теплоты $Q \sim \alpha_r F_p \sim \alpha_2 F_2$, где α_2 – большее значение коэффициента теплоотдачи между вторым теплоносителем и малой поверхностью теплообмена со стороны этого второго

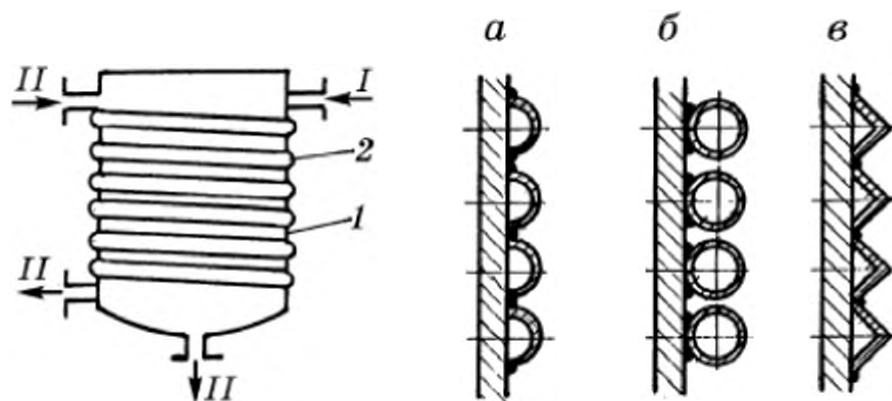


Рис. 3.46. Теплообменник с наружным змеевиком:

1 – корпус аппарата; *2* – змеевик

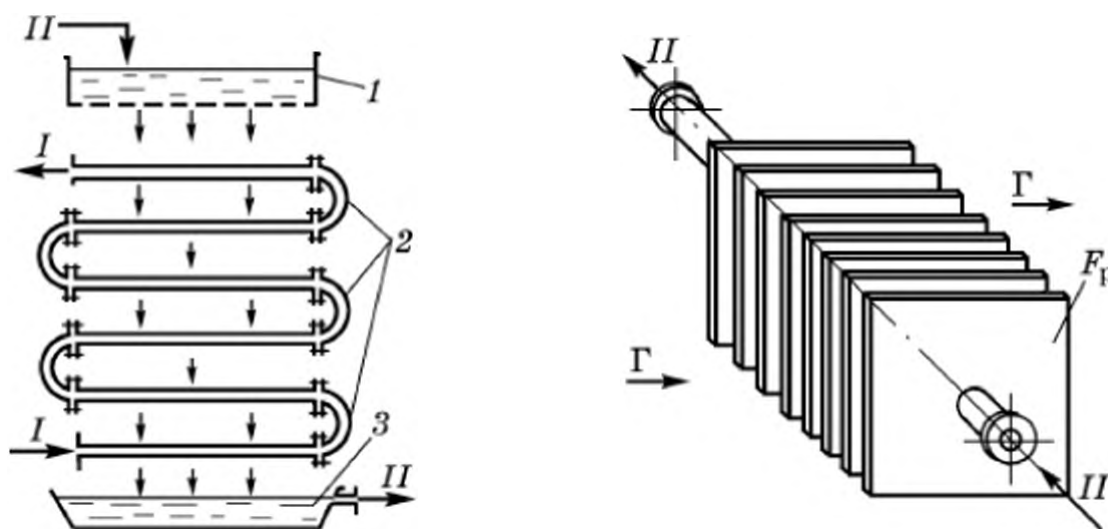


Рис. 3.47. Теплообменный аппарат с наружным орошением жидким теплоносителем (II):

1 – ороситель; *2* – трубчатый плоский змеевик; *3* – коллектор

Рис. 3.48. Теплообменник с наружными металлическими ребрами

теплоносителя (например, к внутренней поверхности оребренной трубы, показанной на рис. 3.48).

Кроме прямоугольных поперечных ребер используются дисковые поперечные или прямоугольные продольные (по отношению к оси трубы) ребра, всегда располагаемые вдоль направления движения теплоносителя для лучшего внешнего теплообмена.

Оребрение теплообменных поверхностей используется не только при нагревании или охлаждении газов, но и при теплообмене с каплевыми жидкостями высокой вязкости, для которых коэффициенты теплоотдачи имеют низкие значения вследствие малой скорости движения таких жидкостей в промышленной аппаратуре.

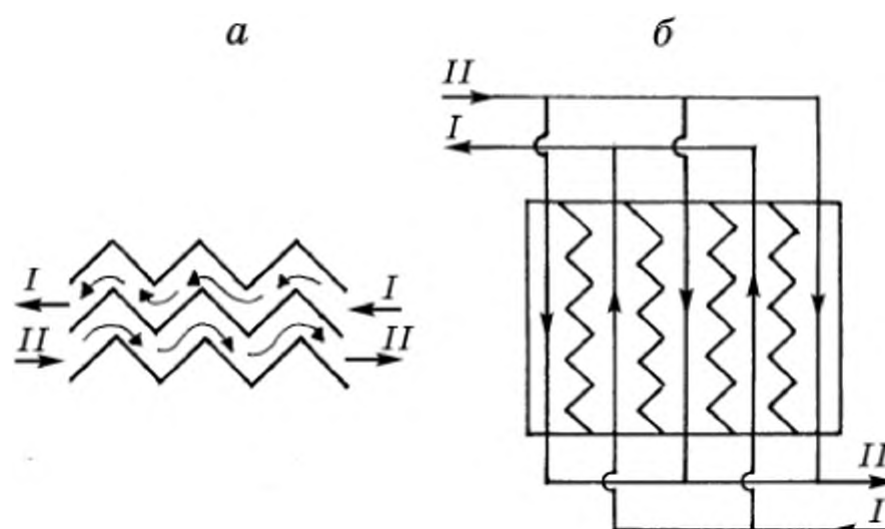


Рис. 3.49. Схема пластинчатого теплообменника:

а – движение теплоносителей в зазоре между рифлеными пластинами; *б* – схема противоточного движения теплоносителей

Высокой интенсивностью теплообмена и малой металлоемкостью на единицу теплопередающей поверхности отличаются *пластинчатые теплообменники*, выполненные в виде собранных в пакеты параллельных гофрированных или негофрированных пластин. Зазоры между соседними пластинами шириной 3–6 мм представляют волнистые или плоские щелевые каналы для движения теплоносителей (рис. 3.49, а). Скорости движения теплоносителей в таких каналах значительны (1–3 м/с), поэтому коэффициенты теплоотдачи в пластинчатых ТОА достигают больших значений (до 3000–4000 Вт/(м² · К)) при сравнительно невысоких гидравлических сопротивлениях. На рис. 3.49, б представлена общая схема противоточного движения теплоносителей в пластинчатом ТОА.

Пластинчатые теплообменники просты в изготовлении, они легко разбираются для очистки поверхностей и ремонта. Однако серьезную проблему представляет герметизация пространств между пластинами для устранения возможности некоторого смешения теплоносителей, протекающих попеременно в зазорах между соседними пластинами. Кроме того, пластинчатые ТОА затруднительно использовать при повышенных давлениях.

В *спиральных аппаратах* поверхность теплопередачи и каналы для прохода теплоносителей образуются двумя протяженными металлическими листами 1 и 2 (лентами), спирально свернутыми в компактный аппарат (рис. 3.50). Интенсивность теплообмена в них, как и в пластинчатых ТОА, высока ввиду значительных скоростей движения теплоносителей в плоских щелевых каналах. Однако эти аппараты сложны в изготовлении и также не могут работать при повышенных давлениях, так как торцевая герметизация металлических листов 1 и 2 и плоских крышек 3 в спиральных ТОА представляет серьезную проблему.

Теплообменные аппараты с двойными стенками (см. рис. 3.31) используются в химической и смежных отраслях промышленности в качестве обогреваемых емкостей для проведения химических реакций при высоких избыточных давлениях. Давление теплоносителя, подаваемого в рубашку ТОА (чаще всего это пар или горячая вода), может составлять 0,6–1,0 МПа.

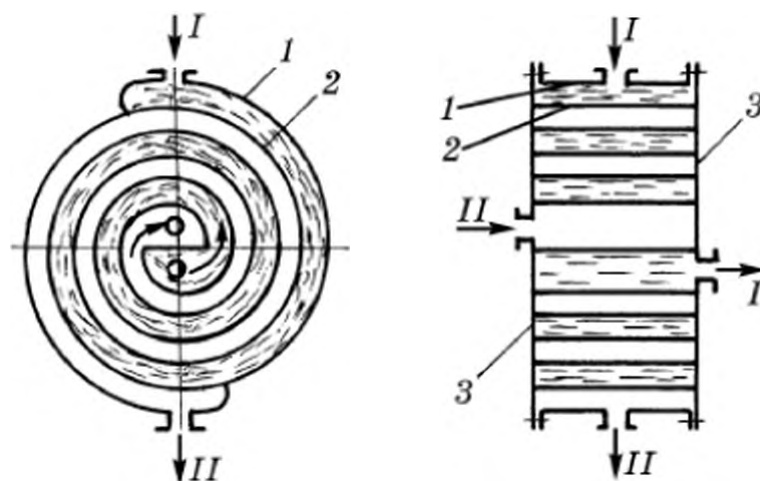


Рис. 3.50. Спиральный теплообменник:

1, 2 – свернутые в спирали металлические листы, через которые обмениваются теплотой теплоносители I и II; 3 – плоские торцевые крышки

Преимущество *аппаратов с рубашкой* – возможность сравнительно простой очистки внутренней поверхности аппарата. Однако величина теплопередающей поверхности в таких ТОА ограничивается их диаметром и высотой и обычно не превышает 10 м^2 .

В *смесительных теплообменниках* твердая теплообменная поверхность отсутствует, и теплоносители находятся в непосредственном контакте внутри одного и того же пространства аппарата. Такие ТОА применяются в тех случаях, когда допустимо смешение теплоносителей или смешение двух веществ соответствует требованиям конкретной технологии. В широко распространенных способах конденсации водяных паров с помощью холодной воды разделяющая теплоносители теплопередающая поверхность вообще не нужна, поскольку конденсатом водяного пара является также вода.

Отсутствие разделяющей стенки означает отсутствие термических сопротивлений загрязнений, что существенно при нагревании жесткой воды, не прошедшей предварительной очистки от растворенных в ней минеральных солей.

Интенсивность теплообмена в смесительных ТОА весьма значительна; их конструкции просты и компактны. Самый простой смесительный ТОА – заполненная нагреваемой жидкостью емкость произвольной формы, в которую через перфорированную трубу подается греющий острый пар. На наружной поверхности образующихся паровых пузырей происходит интенсивный процесс конденсации пара с выделением теплоты фазового перехода (теплоты конденсации).

На рис. 3.51 представлена схема *барометрического конденсатора*, в котором производится конденсация водяного пара при давлениях ниже атмосферного. Разрежение создается за счет самого процесса конденсации, поскольку удельный объем конденсата (воды) на два-три порядка (в зависимости от величины давления) меньше удельного объема пара.

Создаваемое в аппарате разрежение поддерживается непрерывной эвакуацией относительно небольшого количества воздуха, который может попадать внутрь конденсатора с холодной водой, через неплотности соединений и с самим конденсирующимся паром. Нагреваемая вода выводится из объема конденсатора самотеком через вертикальную барометрическую трубу, уровень воды в которой должен превышать разность между атмосферным давлением и остаточным давлением внутри конденсатора.

Еще один пример ТОА с непосредственным контактом теплоносителей – рассмотренный ранее насадочный аппарат (см. рис. 3.37) для охлаждения воздуха или иного газа водой.

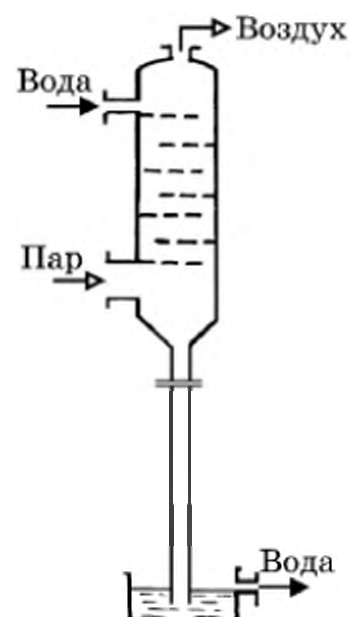


Рис. 3.51. Барометрический конденсатор смешения

Вопросы для самопроверки

1. Каковы три элементарных способа переноса теплоты?
2. От каких факторов зависит величина коэффициента теплоотдачи в уравнении теплоотдачи?
3. От чего зависит величина стационарного потока теплоты поперек многослойной твердой стенки?
4. Каков физический смысл коэффициента теплопередачи в уравнении теплопередачи?
5. Представьте математическое описание процесса нестационарной теплопроводности в плоском теле. Каковы температурные поля в различные моменты времени?
6. Каков физический смысл дифференциального уравнения (3.51) кондуктивно-конвективного переноса теплоты в движущемся потоке?
7. Поясните физический смысл и структуру критериев теплового подобия.
8. Приведите общую форму критериальных соотношений для расчета коэффициентов теплоотдачи при вынужденной конвекции.
9. Каков физический смысл критериальных соотношений для расчета интенсивности теплоотдачи при естественной конвекции?
10. Каким образом происходит процесс конденсации пара на твердой поверхности и какова критериальная расчетная зависимость для коэффициента теплоотдачи?
11. Опишите механизм процессов пузырькового режима кипения жидкостей и кризиса кипения.
12. Какие численные значения имеют коэффициенты теплоотдачи при типовых видах конвективной теплоотдачи?
13. Поясните физический смысл уравнения теплопередачи (3.106) и средней разности температур в формуле (3.105) при расчетах теплообменных аппаратов.
14. Чем вызвана необходимость и какова последовательность итерационного метода расчета теплообменных аппаратов?
15. Дайте сравнительную характеристику основных способов промышленного нагрева.
16. Каков промышленный способ получения водяного пара и электроэнергии по циклу Ренкина?
17. Дайте сравнительную характеристику охлаждающих агентов.
18. Каков принцип получения температур ниже температуры окружающей среды?
19. Приведите сравнительную характеристику поверхностных теплообменных аппаратов.
20. Каковы способы интенсификации теплоотдачи в теплообменных аппаратах?

ВЫПАРИВАНИЕ

В химической, пищевой и смежных отраслях промышленности для многих процессов необходимо концентрирование растворов твердых нелетучих веществ. Процесс концентрирования жидких растворов нелетучих веществ испарением и удалением части растворителя из кипящего раствора называют *выпариванием*.

В процессе выпаривания раствор поддерживается при температуре его кипения с целью увеличения скорости парообразования в объеме кипящего раствора. Это интенсифицирует процесс концентрирования в единице объема выпарного аппарата. Жидкий растворитель может испаряться и при температурах ниже температуры кипения, но при этом парообразование происходит только со свободной поверхности жидкости, тогда как при температуре кипения пар образуется на большой суммарной поверхности всех паровых пузырей в объеме кипящей жидкости.

Обычно из раствора удаляется лишь часть растворителя, и из выпарных аппаратов раствор должен выводиться в текущем состоянии, т. е. кристаллизация растворенного вещества в выпарных аппаратах, как правило, не предусматривается.

Поскольку удаление части растворителя происходит за счет его парообразования, то для процесса выпаривания требуется соответствующее количество внешней энергии, которая чаще всего подводится к упариваемому раствору с насыщенным водяным паром, отдающим кипящему раствору теплоту конденсации.

Греющий пар конденсируется в межтрубном пространстве выпарного аппарата. Пары растворителя, образующиеся в результате выпаривания из кипящего раствора, называют *вторичным паром*. Поскольку в большинстве случаев упариванию подвергаются водные растворы нелетучих веществ (в химической промышленности чаще всего – растворы солей), то вторичный пар представляет собой насыщенный водяной пар с температурой, соответствующей давлению над кипящим раствором.

Процесс выпаривания можно проводить при атмосферном давлении, при давлении больше атмосферного или при разрежении. Выбор величины давления для процесса выпаривания определяется многими факторами, основные из которых – влияние температуры на свойства упаренного раствора и способ использования вторичного пара.

При давлении выше атмосферного проводится выпаривание термически стойких растворов. При этом вторичный пар доста-

точно высокой температуры можно использовать для производственных нужд внутри или вне выпарной установки (см. далее), что повышает общую эффективность теплоиспользования.

Основное преимущество выпаривания под разрежением (под вакуумом) – снижение температуры кипения раствора, что существенно для веществ, которые при более высоких температурах подвержены каким-либо нежелательным превращениям (термическое разложение, окисление, осмоление, значительное отложение твердых веществ на горячих кипятильных поверхностях и т. п.). Кроме того, понижение температуры кипения интенсифицирует процесс передачи теплоты, так как разность температур между греющим паром и кипящим раствором при этом увеличивается.

С другой стороны, создание разрежения в выпарном аппарате требует применения дополнительных устройств: конденсатора вторичного пара, вакуум-насоса для откачки воздуха и прочего, а на испарение того же количества растворителя расходуется несколько большее количество греющего пара, поскольку при понижении давления увеличивается удельная теплота парообразования растворителя.

Процесс упаривания растворов проводится в выпарных аппаратах (ВА), представляющих собой кожухотрубчатый теплообменник, несколько измененный применительно к специфическим условиям процесса выпаривания (ср. рис. 3.12 и 4.1). Основных этих условий два. Во-первых, при интенсивном кипении раствора внутри вертикальных труб 3 капли растворителя не должны уноситься из аппарата 1 вместе с парами растворителя, так как это означало бы потерю части раствора. Поэтому верхняя крышка 2 вертикально располагаемого теплообменного аппарата значительно увеличена и выполняет функцию сепаратора. Для повышения эффективности брызгоулавливания внутри сепаратора дополнительно устанавливаются различного рода механические брызгоуловители 9. Во-вторых, скорость отложения твердого вещества из раствора на внутренних поверхностях кипятильных труб 3 уменьшается, если кипящий раствор непрерывно движется со скоростью 2–3 м/с.

Циркуляция кипящего раствора в наиболее простой конструкции ВА с внутренней *циркуляционной трубой* 4 происходит только благодаря наличию центральной циркуляционной трубы большего по сравнению с кипятильными трубами диаметра.

Действительно, при прочих равных условиях количество теплоты, получаемое раствором в трубах, пропорционально площади теплообменной поверхности труб, т. е. $Q \sim d$. Количество же раствора G в трубах пропорционально площади поперечного

сечения труб, т. е. $G \sim d^2$. Практически вся получаемая кипящим раствором теплота идет на образование паров растворителя внутри труб, поэтому доля вторичного пара в кипящем растворе пропорциональна отношению $Q/G \sim 1/d$. Следовательно, паросодержание смеси раствор – пар в трубах малого диаметра больше, чем в широкой циркуляционной трубе. Поскольку все трубы сообщаются через нижнюю крышку ВА, то архимедова подъемная сила перемещает в большей степени обогащенную паром и, следовательно, более легкую парожидкостную смесь в узких трубках 3 вверх, что компенсируется нисходящим движением более тяжелой смеси в циркуляционной трубе 4 большего диаметра.

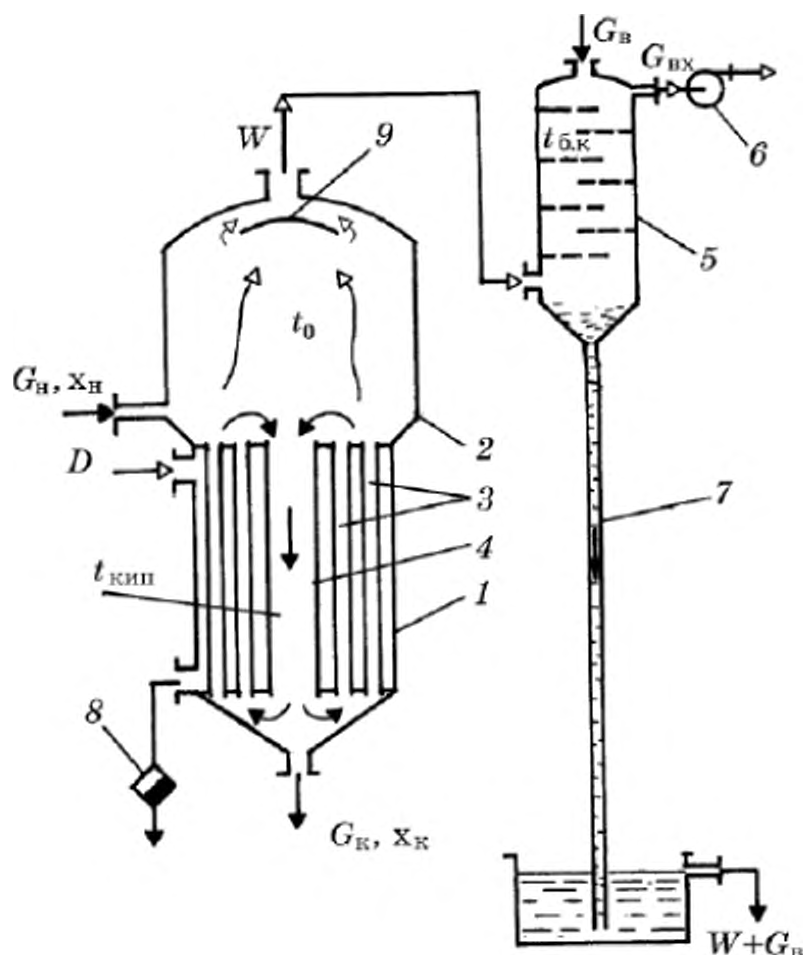
Еще более эффективна для создания естественной циркуляции кипящего раствора вынесенная из зоны обогрева циркуляционная труба, внутри которой паровые пузыри практически отсутствуют (см. рис. 4.9–4.11).

Схема *выпарной установки (ВУ)* представлена на рис. 4.1. Исходный раствор с концентрацией растворенного вещества x_n в количестве G_n подается в трубное пространство *греющей камеры 1* выпарного аппарата. Выгрузка упаренного раствора с концентрацией x_k производится из нижней или из верхней части трубного пространства. Грейущий пар (D) подается в межтрубное пространство греющей камеры, где он конденсируется на наружной поверхности труб, а образующийся конденсат стекает в нижнюю часть межтрубного пространства, откуда выходит из ВА через конденсатоотводчик 8.

Вторичный (W), т. е. удаленный из кипящего раствора, пар выходит из верхней части сепаратора 2 и поступает в *барометрический конденсатор 5*, куда также

Рис. 4.1. Схема выпарной установки:

1 – корпус греющей камеры; 2 – сепаратор; 3 – кипятильные трубы; 4 – центральная циркуляционная труба; 5 – барометрический конденсатор; 6 – вакуум-насос; 7 – барометрическая труба; 8 – конденсатоотводчик; 9 – брызгоотделитель



подается вода (G_v). При непосредственном контакте вторичного пара и более холодной воды происходит конденсация вторичного пара с выделением теплоты фазового перехода; образующаяся при этом смесь $G_v + W$ представляет собой горячую воду, которая по барометрической трубе 7 под действием силы тяжести выводится из выпарной установки.

Из верхней части барометрического конденсатора 5 вакуум-насосом 6 непрерывно или периодически откачивается сравнительно небольшое количество воздуха $G_{вх}$. Во-первых, это воздух, который был растворен в исходном растворе G_n и в холодной воде G_v и теперь выделяется в массу вторичного пара при нагревании раствора и воды. Во-вторых, это воздух, попадающий в ВУ в результате негерметичности уплотнений, если установка работает под разрежением.

4.1. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ ВЫПАРНОЙ УСТАНОВКИ

Выпарные аппараты работают, как правило, в стационарном режиме, т. е. при непрерывной подаче и выгрузке раствора, с постоянными значениями расходов, концентраций и температур. Материальные балансы ВА по общей массе и по растворенному веществу записываются в виде

$$G_n = G_k + W; \quad G_n x_n = G_k x_k, \quad (4.1)$$

где первое соотношение означает равенство расхода раствора G_n сумме расходов концентрированного раствора G_k и испаренного растворителя W . Второе уравнение соответствует равенству количеств растворенного вещества, вводимого в ВА с исходным раствором и выводимого из аппарата с концентрированным раствором. При этом полагается, что потери вещества с брызгами раствора отсутствуют.

Из балансовых уравнений (4.1) можно определить две величины, если три других известны. Обычно при проектном варианте расчета бывают заданы расход G_n , концентрация x_n подлежащего концентрированию раствора и концентрация x_k упаренного раствора. В таком случае из системы (4.1) определяются количество концентрированного раствора и количество растворителя, которое необходимо удалить из раствора, чтобы обеспечить заданные параметры непрерывного процесса:

$$G_k = G_n x_n / x_k; \quad W = G_n (1 - x_n / x_k). \quad (4.2)$$

Тепловой баланс непрерывного процесса выпаривания в ВА записывается в виде соотношения

$$Di_{г. п} + G_n i_n = Di_{кд} + G_k i_k + W i_{в. п} + Q_{пот} + Q_d, \quad (4.3)$$

где D – расход греющего пара, кг/с; $i_{г.п}$ и $i_{в.п}$ – энтальпии греющего и вторичного пара, Дж/кг; i_n , i_k и $i_{кд}$ – энтальпии начального и конечного растворов и конденсата греющего пара, Дж/кг; $Q_{пот}$ – потери теплоты в окружающую среду, Вт; Q_d – теплота дегидратации, вычисляемая как разность интегральных теплот растворения вещества до концентраций x_n и x_k ; эта разность может быть положительной или отрицательной в зависимости от физико-химических свойств конкретной пары растворитель – растворенное вещество.

Левая часть равенства (4.3) – приход теплоты с греющим паром и с исходным раствором. В правой части суммируются расходы теплоты с выходящим конденсатом греющего пара, с уходящим горячим раствором, с вторичным паром, с потерями в окружающую среду и с теплотой концентрирования раствора.

Соотношение (4.3) представляет собой баланс теплоты, записанный в общем виде. Однако в промышленной практике часто реализуются условия, при которых уравнение теплового баланса (4.3) упрощается. Так, греющий пар обычно поступает в межтрубное пространство в насыщенном состоянии, а его конденсат отводится практически при температуре конденсации. Следовательно, выделяемая греющим паром теплота соответствует теплоте его конденсации: $Q_{г.п} = Dr_{г.п}x$, где x – паросодержание греющего пара, т. е. небольшая доля пара ($1 - x$) может сконденсироваться в подводящих трубопроводах (обычно $x \approx 0,95 \div 1,0$). Кроме того, при достаточно интенсивной циркуляции раствора в ВА его концентрация x_k и температура $t_{кип}$ практически одинаковы по всему объему греющей камеры; раствор отводится из ВА при температуре его кипения $t_{кип}$. Теплота дегидратации обычно значительно меньше теплоты испарения растворителя. Можно показать, что такие допущения позволяют упростить общее уравнение теплового баланса (4.3) и записать его в более простом виде:

$$Dr_{г.п}x = G_n c_n (t_{кип} - t_n) + Wr_{в.п} + Q_{пот}. \quad (4.4)$$

Согласно уравнению (4.4), выделяющаяся при конденсации греющего пара теплота расходуется на нагревание исходного раствора от начальной температуры t_n до температуры кипения $t_{кип}$, на испарение части растворителя и на компенсацию потерь в окружающую среду. Чаще всего теплота испарения растворителя (второе слагаемое правой части уравнения) является наибольшей.

Из теплового баланса (4.4) обычно находится расход греющего пара, необходимый для концентрирования G_n (кг/с) раствора от концентрации x_n до x_k

$$D = [G_n c_n (t_{кип} - t_n) + Wr_{в.п} + Q_{пот}] / (r_{г.п} x). \quad (4.5)$$

Эффективность использования греющего пара в процессах выпаривания оценивается его количеством, затрачиваемым на испарение 1 кг растворителя:

$$d = D/W. \quad (4.6)$$

Такое отношение называется *удельным расходом греющего пара*. Величина удельного расхода греющего пара для однокорпусной выпарной установки, в которой выпаривается водный раствор, а теплота вторичного пара не используется в самой установке, всегда больше единицы ($d > 1$), поскольку помимо испарения растворителя теплота греющего пара дополнительно затрачивается на подогрев раствора и на компенсацию тепловых потерь. Обычно для однокорпусной выпарной установки $d = 1,1-1,3$.

Числитель уравнения (4.5) соответствует общему количеству теплоты (Q), которое передается от греющего пара к кипящему раствору, для чего в греющей камере ВА необходимо создать разность температур – между температурой конденсации греющего пара $t_{г.п}$ и температурой кипящего раствора $t_{кип}$.

Такую разность называют *полезной разностью температур* при выпаривании $\Delta t_{пол} = t_{г.п} - t_{кип}$.

Поскольку ВА представляет собой несколько видоизмененный кожухотрубчатый теплообменник, то и основным расчетным соотношением для определения необходимой поверхности теплопередачи F греющей камеры ВА является общее уравнение теплопередачи (3.106):

$$F = \frac{Q}{K\Delta t_{пол}}, \quad (4.7)$$

в котором $Q = G_{\pi}c_{\pi}(t_{кип} - t_{\pi}) + Wr_{\pi.п} + Q_{пот}$; K – коэффициент теплопередачи от греющего пара к кипящему раствору; $\Delta t_{пол} = t_{г.п} - t_{кип}$ – полезная разность температур, которая при расчетах греющей камеры ВА заменяет среднюю разность температур теплоносителей в уравнении (3.106); c_{π} – теплоемкость исходного раствора, определяемая по правилу аддитивности: $c_{\pi} = c_0(1 - x_{\pi}) + c_{\pi}x_{\pi}$; c_0 и c_{π} – теплоемкости растворителя и растворенного вещества; для разбавленных водных растворов при $x_{\pi} < 0,2$ приближенно можно принимать $c_{\pi} \approx c_0(1 - x_{\pi})$.

Температура греющего пара $t_{г.п}$ при его конденсации в межтрубном пространстве ВА постоянна по всему объему межтрубного пространства и соответствует величине давления насыщенного пара. Температура кипения раствора $t_{кип}$, строго говоря, не постоянна по высоте кипяtilьных труб вследствие неодинаковой величины гидростатического давления вышележащих слоев

раствора на слои, расположенные ниже. Следовательно, при вычислении значения полезной разности температур $\Delta t_{\text{пол}}$ должна использоваться средняя по высоте раствора температура его кипения $t_{\text{кип}}$.

4.2. ТЕМПЕРАТУРА КИПЕНИЯ РАСТВОРА. ПОТЕРИ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР

Температура кипения растворов твердых веществ, как известно, превышает температуру кипения чистых растворителей при одинаковых значениях внешнего давления. Разность между температурами кипения раствора и растворителя (Δt_d) называют концентрационной *температурной депрессией* (эбулиоскопической разностью). Величина такой разности температур зависит от физико-химических свойств пары растворитель – растворенное вещество и увеличивается с возрастанием концентрации раствора. Численные значения температур кипения чистых растворителей при различных давлениях и температур кипения растворов при атмосферном давлении приводятся в справочной литературе. Значение Δt_d вычисляется по величине конечной концентрации раствора, покидающего ВА непрерывного действия.

Вычисление Δt_d для отличных от атмосферного давлений, а также для всевозможных пар растворитель – растворенное вещество при различных концентрациях производится несколькими приближенными методами различной точности в зависимости от объема имеющейся физико-химической информации.

Широко используется эмпирическое *правило Бабо*, согласно которому отношение давлений паров растворителя над раствором (P) и над чистым растворителем (P_0) не зависит от температуры и равно некоторой константе (K_d). Ее значение можно вычислить для одной концентрации раствора, если известно давление паров над раствором при температуре, соответствующей кипению чистого растворителя при атмосферном давлении: $P/P_0 = K_d$. Значения Δt_d , найденные по относительно простому правилу Бабо, для растворов повышенной концентрации корректируются в зависимости от величины давления поправками, приводимыми в соответствующей литературе.

Используется также правило, получаемое на основе известного из термодинамики уравнения Клапейрона – Клаузиуса, связывающего давление паров растворителя и теплоту его парообразования в процессе кипения, что дает возможность вычислять температурную депрессию $\Delta t_{d, P}$ при любом давлении по известной величине депрессии Δt_{d1} при атмосферном давлении: $\Delta t_{d, P} = 0,0162 \vartheta_0^2 \Delta t_{d1} / r$, где ϑ_0 и r – температура кипения (К) и теплота парообразования (кДж/кг) чистого растворителя при давлении P соответственно.

В тех случаях, когда для конкретного раствора известны температуры кипения при двух различных давлениях (одно из которых обычно

атмосферное), то для нахождения температуры кипения раствора данной концентрации при любом ином давлении применяется эмпирическое *правило линейности*, дающее обычно несколько более точные результаты по сравнению с двумя предыдущими способами вычисления $\Delta t_{\text{д}}$. Согласно этому правилу, отношение разности температур кипения $(t_{p1} - t_{p2})$ раствора при двух каких-либо давлениях P_1 и P_2 к разности температур кипения $(\Theta_{p1} - \Theta_{p2})$ другой, принимаемой в качестве стандартной жидкости при тех же давлениях есть величина постоянная:

$$(t_{p1} - t_{p2})/(\Theta_{p1} - \Theta_{p2}) = K_{\text{л}}.$$

При нахождении температуры кипения водных растворов в качестве стандартной жидкости обычно принимается вода, температура кипения которой известна при любых давлениях. Значение константы $K_{\text{л}}$ вычисляется по двум известным температурам кипения раствора при давлениях P_1 и P_2 , а затем находится и искомая температура кипения раствора.

Значительная высота вертикальных труб (до 6–8 м), внутри которых кипит раствор, обуславливает различие гидростатических давлений в нижнем и верхнем участках труб и, соответственно, – различие температур кипения раствора по высоте кипяtilьных труб. Кроме того, при больших скоростях циркуляционного движения раствора может оказаться заметной дополнительная разность давлений в нижних и в верхних участках труб, вызываемая гидродинамическим сопротивлением труб движущемуся вверх раствору. Повышение температуры кипения раствора за счет разности давлений в нижних и верхних частях кипяtilьных труб называют *гидростатическим эффектом* (депрессией) $\Delta t_{\text{г.э}}$ и обычно связывают лишь с гидростатическим давлением столба кипящего раствора.

Расчет значения $\Delta t_{\text{г.э}}$ затруднителен из-за того, что паросодержание смеси раствор – пар в кипяtilьных трубах увеличивается в направлении движения раствора снизу вверх, поскольку через каждое сечение трубы проходит весь пар, образовавшийся из раствора ниже этого сечения. Следовательно, плотность парожидкостной смеси по высоте труб уменьшается.

В первом приближении изменением плотности парожидкостной смеси и эффектом гидродинамического сопротивления пренебрегают и считают, что раствор кипит при давлении, соответствующем его значению на средней высоте труб: $P_{\text{ср}} = P_0 + \rho_{\text{пж}} g H / 2$, где P_0 – давление над кипящим раствором, т. е. давление вторичного пара в сепараторе ВА; $\rho_{\text{пж}}$ – среднее значение плотности парожидкостной смеси в кипяtilьных трубах высотой H ; g – ускорение силы тяжести. При этом дополнительно предполагается, что кипение раствора происходит по всей высоте H кипяtilьных труб. Для ориентировочных расчетов принима-

ется, что объемная доля вторичного пара в кипящем растворе составляет приблизительно 50 %, и тогда плотность парожидкостной смеси равна половине плотности раствора: $\rho_{пж} \approx \rho/2$.

Наконец, при работе выпарных аппаратов существует еще одна разность температур, которая учитывается при расчетах, – это разность температур насыщенного вторичного пара в сепараторе и в барометрическом конденсаторе: $\Delta t_{г.с} = t_0 - t_{б.к}$. Возникает она вследствие того, что непрерывно получаемый из кипящего раствора насыщенный пар растворителя (W) из сепаратора ВА поступает в барометрический конденсатор (см. рис. 4.1). При этом необходимо, чтобы давление в сепараторе было больше, чем в конденсаторе. Состояние вторичного пара и в сепараторе, и в конденсаторе, и по всей длине соединяющего их трубопровода может быть только насыщенным, поскольку вторичный пар генерируется из кипящего раствора, а по пути дальнейшего следования пара и в барометрическом конденсаторе он нигде не перегревается. Для насыщенного пара существует однозначная зависимость между значениями его давления и температуры; следовательно, более высокому давлению насыщенного вторичного пара в сепараторе соответствует и более высокое значение его температуры. Эта разность температур и есть потеря разности температур $\Delta t_{г.с}$ вследствие гидравлического сопротивления трубопровода, соединяющего сепаратор ВА с барометрическим конденсатором.

Величина перепада давления за счет трения и преодоления местных сопротивлений соединительного трубопровода в принципе может быть вычислена по соответствующим гидродинамическим формулам (см. соотношения (1.78) и (1.80)), однако в расчетной практике значение $\Delta t_{г.с}$ обычно принимается по опытным данным в интервале 0,5–2 К (°C). Это соответствует рекомендуемым скоростям водяных паров до 50 м/с и возможно более коротким трубопроводам между ВА и барометрическим конденсатором выпарных установок. Следует отметить, что существование разности температур $\Delta t_{г.с}$ имеет гидродинамическую и термодинамическую природу и не связано с потерями теплоты от поверхности соединительного трубопровода в окружающую среду; такая потеря теплоты обычно приводит лишь к конденсации небольшого количества насыщенного пара в трубопроводе.

Таким образом, определение всех трех потерь разности температур при выпаривании позволяет получить необходимое для дальнейших расчетов соотношение между значениями температуры кипения раствора на среднем уровне кипяtilьных труб $t_{кип}$ и температуры конденсации вторичного пара в барометрическом конденсаторе $t_{б.к}$:

$$t_{кип} = t_{б.к} + \Delta t_d + \Delta t_{г.з} + \Delta t_{г.с}. \quad (4.8)$$

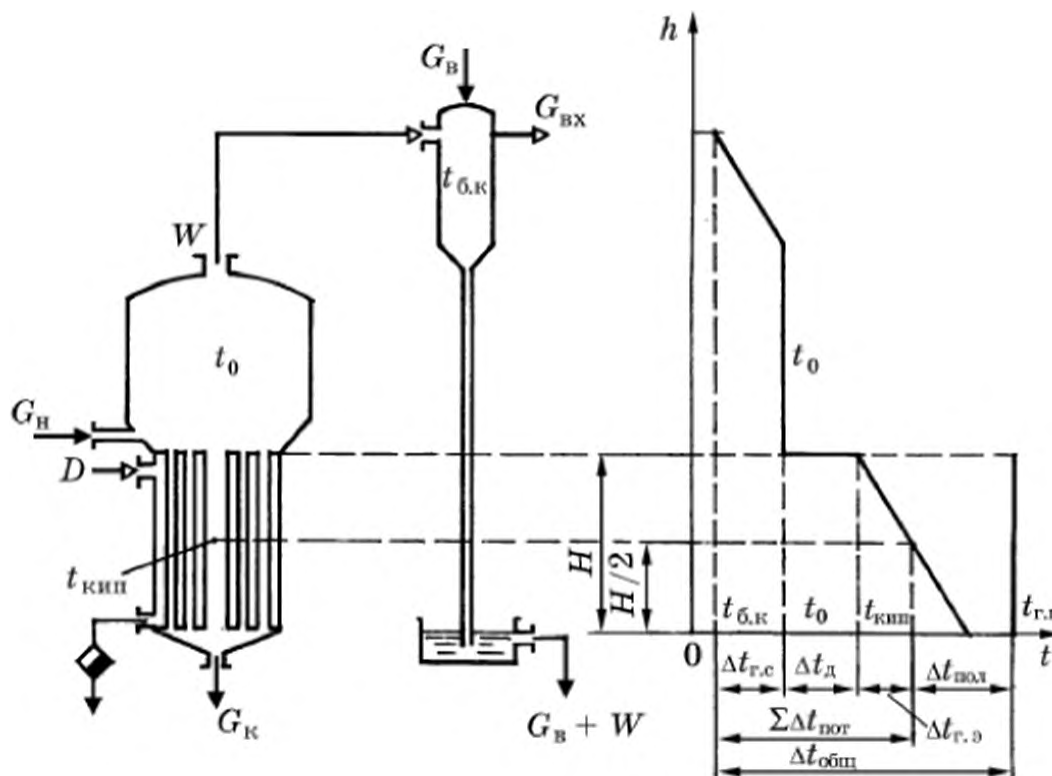


Рис. 4.2. Распределение температуры кипящего раствора и вторичного пара по высоте выпарной установки

Соотношение между температурами в различных точках выпарного аппарата иллюстрирует схема на рис. 4.2.

4.3. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ВЫПАРНЫХ АППАРАТАХ

При расчете величины поверхности теплопередачи греющей камеры ВА по уравнению (4.7) полезная разность температур $\Delta t_{пол} = t_{г.п} - t_{кип}$ может быть выражена через так называемую *общую разность температур* $\Delta t_{общ} = t_{г.п} - t_{б.к}$, представляющую собой максимально возможную разность температур в выпарной установке.

Полезная разность температур всегда меньше общей разности на величину суммарных потерь разности температур:

$$\Delta t_{пол} = \Delta t_{общ} - \sum_{i=1}^3 \Delta t_{пот i} \quad (4.9)$$

Коэффициент теплопередачи K определяется как величина, обратная суммарному термическому сопротивлению того пути, по которому теплота переходит от греющего пара к кипящему раствору. Суммарное сопротивление складывается из последовательных сопротивлений переносу теплоты от конденсирующегося пара к наружным стенкам кипяtilьных труб, переносу попе-

рек стенки трубы и слоев ржавчины и накипи на ней, от внутренних стенок труб к кипящему раствору.

Величина коэффициента теплоотдачи от греющего пара к наружной поверхности труб определяется по расчетным соотношениям для конденсации паров (3.78); коэффициент теплоотдачи непосредственно к кипящему раствору находят по формулам типа (3.79)–(3.81) для кипения жидкостей. Численные значения величин термических сопротивлений загрязнений могут быть приняты по соответствующим справочным данным.

Отличие расчета необходимой поверхности греющей камеры ВА от аналогичного расчета поверхности кожухотрубчатого теплообменника состоит лишь в том, что при выпаривании отложение твердого растворенного вещества на внутренней поверхности кипятильных труб образуется значительно быстрее и существенно зависит от вида растворенного вещества, его концентрации и интенсивности циркуляционного движения раствора внутри кипятильных труб, а при вычислении значений коэффициентов теплоотдачи к кипящему раствору надежнее пользоваться расчетными соотношениями, полученными на основе обобщения экспериментальных данных по кипению растворов в ВА.

При кипении растворов в вертикальных трубах интенсивность теплоотдачи от стенки к раствору неодинакова по высоте труб, что связано с изменением состава и гидродинамического режима движения парожидкостной смеси. Анализ показывает, что в общем случае можно рассматривать несколько зон по высоте кипятильных труб. В нижней части происходит подогрев раствора до температуры его кипения. В этой зоне (рис. 4.3) интенсивность теплоотдачи к раствору определяется скоростью циркуляционного движения еще не нагретого до температуры кипения раствора, а соотношения для расчета коэффициента теплоотдачи на участке подогрева раствора – это корреляционные формулы для вынужденной конвекции без изменения фазового состояния жидкости (3.59)–(3.60).

За участком подогрева раствора расположена зона 2 ограниченного кипения в пристенном слое, где начинает сказываться влияние парообразования, несколько интенсифицирующего процесс теплоотдачи от внутренних стенок труб. Далее находится основная зона развитого кипения 3, в которой движущийся раствор кипит по всему сечению кипятильных труб. Выше может наблюдаться участок 4 еще более

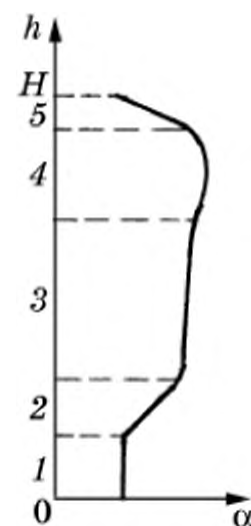


Рис. 4.3. Распределение интенсивности теплоотдачи к раствору по высоте кипятильных труб ВА

Зоны: 1 – подогрева раствора; 2 – ограниченного кипения в пристенном слое; 3 – развитого кипения по всему сечению труб; 4 – кипения в тонком пристенном слое раствора; 5 – прекращающегося кипения

интенсивной теплоотдачи при кипении раствора в тонком слое, сохраняющемся на внутренних стенках кипяtilьных труб, в то время как по основному поперечному сечению труб поднимается парожидкостная эмульсия. Такая пристенная пленка утоньшается в направлении снизу вверх и может исчезать в верхних участках труб, что существенно уменьшает интенсивность теплоотдачи в верхних зонах 5.

В общем случае значения коэффициентов теплоотдачи на каждом из рассмотренных участков, длины самих участков, а следовательно, и средние значения коэффициентов теплоотдачи α сложным образом зависят от многочисленных взаимосвязанных факторов: локальных и средних значений паросодержания раствора, скорости движения парожидкостной смеси, величины удельного теплового потока от стенки, физико-химических свойств раствора и вторичного пара и т. п. Однако, как показывает практика эксплуатации ВА, можно изменять соотношение длин различных участков, увеличивая или уменьшая величину так называемого *оптимального уровня раствора* в кипяtilьных трубах, определяемого по уровнемеру. (Уровеньмер, или водомерное стекло, измеряет уровень чистой, не содержащей пара жидкости.)

Увеличение уровня раствора сверх оптимального ($h_{\text{опт}}$) приводит к растягиванию участка подогрева, а уменьшение – к сокращению зоны подогрева и к одновременному растягиванию верхнего участка – участка с низкими значениями коэффициента теплоотдачи. Таким образом, отклонение уровня раствора от значения $h_{\text{опт}}$ обуславливает уменьшение средней интенсивности теплоотдачи от внутренней поверхности кипяtilьных труб к кипящему раствору.

Вычислять значения $h_{\text{опт}}$ на основе каких-либо модельных представлений не представляется возможным, поэтому в расчетной практике может быть использована, например, эмпирическая корреляция вида

$$h_{\text{опт}} = [0,26 + 0,0014(\rho - \rho_p)]H, \text{ м}, \quad (4.10)$$

из которой следует линейная зависимость высоты оптимального уровня раствора в кипяtilьных трубах от высоты труб H и от разности плотностей раствора ρ и растворителя ρ_p .

Следует, однако, заметить, что поддержание оптимального уровня раствора при работе ВА представляет непростую задачу.

4.4. МНОГОКОРПУСНОЕ ВЫПАРИВАНИЕ

В химической и пищевой технологии методом выпаривания чаще всего концентрируют водные растворы, и тогда расход греющего пара (D) на выпаривание в одном ВА превышает количество выпаренного растворителя (вторичного пара, W). При этом значительная энтальпия вторичного пара фактически полезно не используется в пределах однокорпусной установки (см. рис. 4.1), и вторичный пар лишь нагревает воду в барометрическом конденсаторе.

Удельный расход греющего пара $d = D/W$, т. е. количество греющего пара, затрачиваемого на удаление из раствора одного

Рис. 4.4. Схема трехкорпусной прямоточной выпарной установки

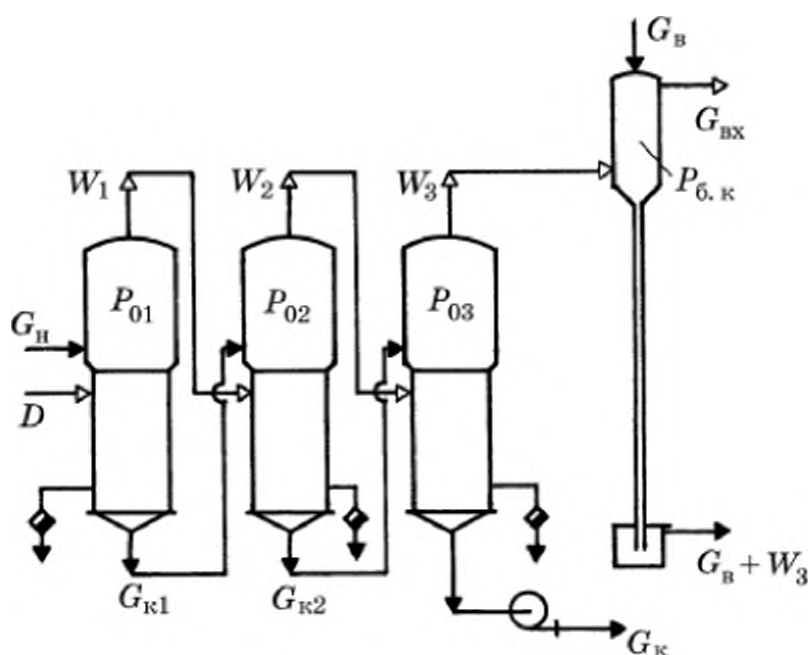
килограмма растворителя, можно уменьшить, если проводить выпаривание не в одном ВА, а в нескольких. В каждом последующем аппарате в качестве греющего пара используются пары растворителя, полученные в предыдущих аппаратах (корпусах). При этом лишь первый ВА должен обогреваться свежим, т. е. поступающим из котельной, греющим паром, а во все последующие корпуса выпарной установки (ВУ) подаются пары растворителя (вторичные пары), отдающие теплоту конденсации выпариваемому раствору.

Схема *прямоточной* трехкорпусной выпарной установки, в которой перемещение упариваемого раствора и обогревающего агента происходит в одном направлении, показана на рис. 4.4. В трехкорпусной установке лишь относительно небольшая часть паров растворителя (W_3) отдает теплоту конденсации воде в барометрическом конденсаторе, а теплота основного количества выпариваемого из раствора растворителя ($W_1 + W_2$) полезно используется на концентрирование раствора во втором и третьем корпусах.

Следует отметить, что в общем случае и теплота вторичного пара, покидающего последний корпус, может быть полезно использована в пределах ВУ, например для подогрева исходного раствора (G_H) перед его подачей в первый корпус (на рис. 4.4 такой подогрев не показан).

Удельный расход свежего греющего пара (d) в расчете на общее количество выпариваемого растворителя ($W_1 + W_2 + W_3$) при организации многокорпусного выпаривания заметно сокращается, но цена экономии греющего пара – повышение металлоемкости выпарной установки (ср. рис. 4.4 и 4.1) и усложнение схемы ее работы по сравнению с относительно простой однокорпусной установкой.

Упариваемый в каждом ВА раствор должен получать теплоту от конденсирующегося в этом аппарате пара, поэтому вторичный пар из предыдущего корпуса при его конденсации в греющей



камере последующего аппарата должен непременно иметь температуру выше, чем температура кипения раствора в данном корпусе. Для обеспечения превышения температуры греющего агента над температурой кипения раствора в каждом корпусе необходимо, чтобы давления, при которых кипят растворы в корпусах, были меньше давлений в предыдущем ВА. По этой причине в многокорпусных выпарных установках (МВУ) давление в аппаратах (корпусах) должно уменьшаться по направлению движения теплоносителя, т. е. необходимо обеспечить соблюдение неравенства $P_{01} > P_{02} > P_{03} > P_{б.к.}$.

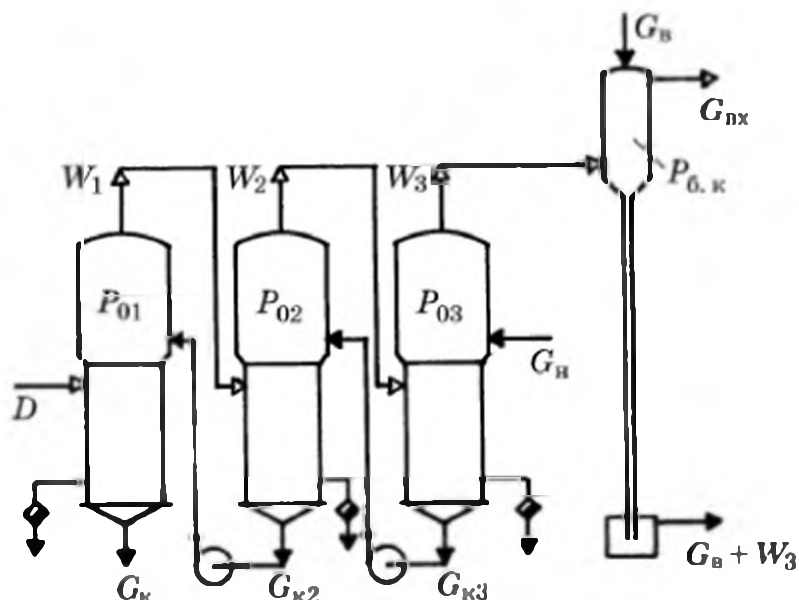
В прямоточной МВУ упариваемый раствор перемещается из одного корпуса в другой под действием отмеченного уменьшающегося давления, что делает ненужными перекачивающие раствор насосы между корпусами (см. схему *противоточной* МВУ на рис. 4.5). Обычно в прямоточной схеме необходим лишь один откачивающий насос после последнего корпуса, поскольку в этом корпусе давление, как правило, меньше атмосферного.

Потери теплоты при прохождении раствора по соединительным трубопроводам между ВА в большинстве случаев относительно невелики, поэтому считается, что в каждый последующий корпус раствор поступает при температуре его кипения в предыдущем корпусе, т. е. перегретым по отношению к температуре кипения раствора в данном корпусе. Следовательно, прежде чем принять температуру кипения в данном корпусе, перегретый раствор должен отдать теплоту своего перегрева, которая воспринимается самим кипящим раствором и за счет которой происходит дополнительное испарение относительно небольшой части растворителя. Этот присущий прямоточной выпарной установке эффект называют *самоиспарением*.

В промышленной практике наиболее распространена прямоточная схема МВУ. Она не требует промежуточных насосов и обеспечивает большие производительности по испаряемой из растворов жидкости. Единственным недостатком прямоточной МВУ является подчас значительное увеличение вязкости раствора в последнем корпусе, препятствующее интенсивному циркуляционному движению раствора по кипятильным трубам и приводящее к быстрому отложению накипи на внутренней поверхности трубок. Действительно, вязкость раствора возрастает с повышением концентрации растворенного вещества и с уменьшением температуры раствора. Оба эти фактора в прямоточной установке совпадают по своему влиянию на вязкость упариваемого раствора, которая может достичь нежелательно высоких значений в последнем корпусе, где концентрация раствора максимальная, а температура его кипения – самая низкая.

Рис. 4.5. Схема трехкорпусной противоточной выпарной установки

Выпаривание растворов, вязкость которых сильно зависит от концентрации твердого вещества и от его температуры, проводится в противоточной МВУ (рис. 4.5), где упариваемый раствор и обогревающий агент перемещаются из корпуса в корпус в противоположных направлениях.



Исходный раствор G_n поступает в последний по ходу обогревающего пара корпус и по мере повышения концентрации в нем перемещается к первому корпусу, обогреваемому свежим греющим паром D , где температура кипения раствора максимальна. Таким образом, влияние изменяющихся значений концентрации и температуры раствора на его вязкость в противоточной МВУ взаимно компенсируются, что позволяет избежать преждевременной кристаллизации растворенного вещества на внутренних стенках кипятильных труб.

В противоточной МВУ также должно соблюдаться правило уменьшения давления в направлении перемещения греющего теплоносителя – вторичного пара: $P_{01} > P_{02} > P_{03} > P_{б.к.}$.

Уменьшение давления в каждом последующем корпусе вызывается необходимостью иметь в каждом ВА положительную разность температур между вторичным паром из предыдущего корпуса и температурой кипения раствора в данном корпусе.

Противоточная схема МВУ имеет и значительный недостаток по сравнению с прямоточной – это необходимость перемещения упариваемого раствора в направлении увеличивающегося давления с помощью насосов. Условия работы таких насосов при температурах кипения растворов весьма неблагоприятны – низкие значения коэффициентов подачи (см. гл. 1) и значительное отложение растворенного вещества на элементах конструкции насоса.

Для концентрирования изначально вязких растворов, которые затруднительно перекачивать по последовательным корпусам МВУ, применяется схема *параллельного питания* (рис. 4.6). Многокорпусная выпарная установка с параллельным питанием

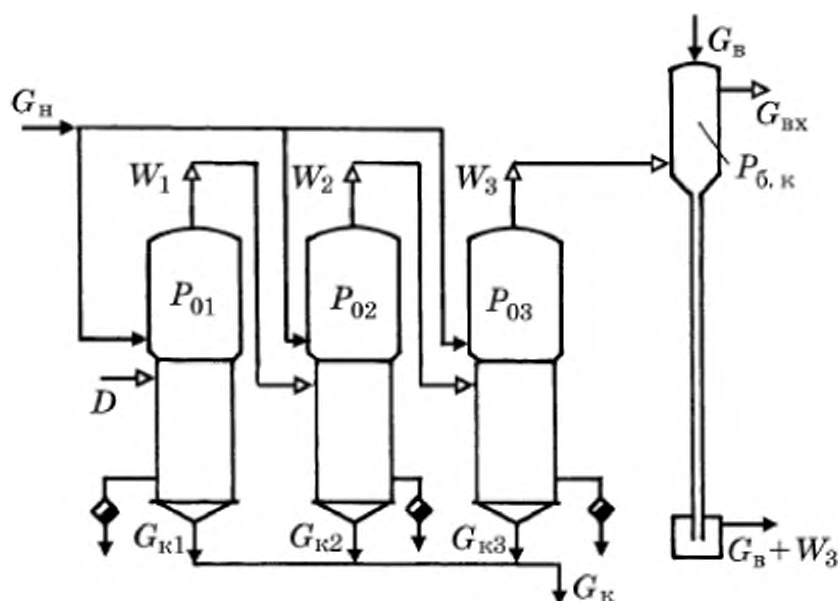


Рис. 4.6. Схема трехкорпусной выпарной установки с параллельной подачей раствора

всех корпусов используется для вязких растворов в тех случаях, когда не требуется испарять значительных количеств растворителя.

4.4.1. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ МВУ

Уравнения материальных балансов записываются как для всей установки в целом, так и для каждого отдельного корпуса МВУ. Балансовое уравнение по общей массе $G_n = G_k + W_{\text{общ}}$ и по растворенному веществу $G_n x_n = G_k x_k$ решаются относительно общего количества растворителя $W_{\text{общ}}$, испаряемого во всех n корпусах установки:

$$W_{\text{общ}} = \sum_{i=1}^n W_i = G_n (1 - x_n / x_k). \quad (4.11)$$

Балансовое соотношение (4.11) справедливо для всех схем соединения выпарных аппаратов в многокорпусную установку.

Уравнения материальных балансов по растворенному веществу могут быть записаны для каждого аппарата МВУ. Для наиболее часто используемой прямоточной МВУ такие уравнения имеют вид системы:

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{n1} x_{n1} = (G_{n1} - W_1) x_{k1} \\ (G_{n1} - W_1) x_{k1} = (G_{n1} - W_1 - W_2) x_{k2} \\ \dots\dots\dots \\ (G_{n1} - W_1 - W_2 - \dots - W_{i-1}) x_{ki-1} = (G_{n1} - W_1 - W_2 - \dots - W_{i-1} - W_i) x_{ki} \\ \dots\dots\dots \\ \left(G_{n1} - \sum_{i=1}^{n-1} W_i \right) x_{kn-1} = \left(G_{n1} - \sum_{i=1}^n W_i \right) x_{kn} \end{array} \right. \quad (4.12)$$

где для общности записи расход $G_{н1}$ и концентрация $x_{н1}$ раствора, поступающего в первый корпус, имеют подстрочный индекс "1".

Система балансовых уравнений (4.12) может быть решена относительно любых n неизвестных. Чаще всего бывают известными значения начального расхода $G_{н1}$, исходной концентрации раствора $x_{н1}$ и требуемой конечной концентрации $x_{к n}$ упаренного раствора на выходе из последнего n -го корпуса МВУ. Тогда из системы алгебраических уравнений (4.12) определяются количество W_i растворителя, выпариваемого в каждом i -м корпусе, и концентрация $x_{к i}$ раствора на выходе из этого корпуса.

Аналогично материальным балансам записываются уравнения тепловых балансов для первого, второго, i -го и n -го корпусов прямоточной МВУ:

$$\begin{aligned} G_{н1}c_{н1}t_{н1} + Di_{г.н1} &= W_1i_{в.н1} + (G_{н1} - W_1)c_{к1}t_{кип1} + Dc_{кд1}t_{кд1} \\ (G_{н1} - W_1)c_{к1}t_{кип1} + (W_1 - E_1)i_{в.н1} &= W_2i_{в.н2} + \\ + (G_{н1} - W_1 - W_2)c_{к2}t_{кип2} + (W_1 - E_1)c_{кд2}t_{кд2} \\ (G_{н1} - W_1 - W_2 - \dots - W_{i-1})c_{кi-1}t_{кипi-1} + (W_{i-1} - E_{i-1})i_{в.нi-1} &= \\ = W_i i_{в.ни} + (G_{н1} - W_1 - W_2 - \dots - W_i)c_{кипi}t_{кипi} + (W_{i-1} - E_{i-1})c_{кди}t_{кди} \end{aligned} \quad (4.13)$$

.....

$$\begin{aligned} \left(G_{н1} - \sum_{i=1}^{n-1} W_i \right) c_{кn-1} t_{кипn-1} + (W_{n-1} - E_{n-1})(W_{n-1} - E_{n-1}) i_{в.нn-1} &= W_n i_{в.нn} + \\ + \left(G_{н1} - \sum_{i=1}^n W_i \right) c_{кn} t_{кипn} + (W_{n-1} - E_{n-1}) c_{кдn} t_{кдn} \end{aligned}$$

В уравнениях теплового баланса (4.13) E_1, E_2, \dots, E_{n-1} — количества так называемого *экстра-пара*, который может отбираться после каждого корпуса МВУ для использования в иных установках, требующих обогрева низкотемпературным теплоносителем. Такая возможность появляется, когда количество вторичного пара, поступающего из предыдущего корпуса в последующий, превышает потребность этого последующего ВА в теплоте. Энтальпия вторичного пара, выходящего из i -го корпуса, $i_{в.ни}$, вычисляется по таблицам свойств насыщенного водяного пара в зависимости от давления в i -м корпусе. Значения температуры кипения $t_{кипи}$ раствора в i -м корпусе и температуры $t_{кди-1}$ конденсации вторичного пара этого корпуса в $(i+1)$ -м корпусе связаны через величины потерь разности температур i -го корпуса (см. соотношение (4.8)).

Запись уравнений теплового баланса (4.13) является упрощенной, поскольку в ней не учитываются тепловые потери в окружающую среду. Кроме того, полагалось, что раствор, выходящий из i -го аппарата при температуре кипения ($t_{кипи}$), с такой же температурой поступает в последующий $(i+1)$ -й корпус. Считалось также, что конденсат исходного греющего пара ($t_{кд1}$) и конденсат любого i -го корпуса покидают ВА при температуре конденсации ($t_{кди}$) в греющей камере этого корпуса.

Последнее уравнение системы (4.13) может быть решено относительно количества растворителя, выпариваемого из n -го корпуса:

$$W_n = (W_{n-1} - E_{n-1}) \frac{i_{в.п. n-1} - c_{кд. n} t_{кд. n}}{i_{в.п. n} - c_{к. n} t_{кип. n}} + \left(G_{n-1} - \sum_{i=1}^{n-1} W_i \right) \times \times \frac{c_{к. n-1} t_{кип. n-1} - c_{к. n} t_{кип. n}}{i_{в.п. n} - c_{к. n} t_{кип. n}}. \quad (4.14)$$

В уравнении (4.14) теплового баланса n -го корпуса МВУ величины в скобках представляют собой количества пара, конденсирующегося в греющей камере n -го корпуса, и количество раствора, поступающего в n -й корпус, соответственно. Второй множитель первого слагаемого есть отношение количества теплоты, отдаваемого единицей массы конденсирующегося в n -м корпусе пара, к количеству теплоты, необходимому для испарения единицы массы растворителя. Таким образом, это отношение равно количеству растворителя, выпаренного за счет конденсации единичной массы (1 кг) обогревающего данный ВА пара. Эта величина называется *коэффициентом испарения* (γ).

Второй множитель второго слагаемого представляет собой отношение количества теплоты, отданного единичной массой перегретого относительно температуры кипения в этом корпусе раствора, к теплоте испарения 1 кг растворителя, т. е. определяет количество растворителя, испаряющегося за счет теплоты перегрева раствора, поступающего из предыдущего корпуса. Это отношение называют *коэффициентом самоиспарения* (β).

Численное значение коэффициента испарения (γ) зависит от разности давлений обогревающего пара и вторичного пара в каждом из корпусов МВУ. Чем больше эта разность и чем, соответственно, больше разность температур обогревающего корпус пара и вторичного пара этого корпуса, тем значительнее величина γ отличается от единицы ($\gamma < 1$). Однако при небольших полезных разностях температур $\Delta t_{пол}$, приходящихся на каждый корпус МВУ (см. далее), величина коэффициента испарения лишь незначительно меньше единицы, что позволяет в приближенных расчетах иногда принимать $\gamma \approx 1$.

Значения коэффициентов самоиспарения β , наоборот, значительно меньше единицы, поскольку разница температур кипения от корпуса к корпусу в МВУ обычно не более десяти градусов. Обычно при многокорпусном выпаривании значения β составляют величину порядка нескольких сотых долей единицы, и всегда $\beta < 0,1$.

Эффект частичного самоиспарения имеет место только при работе прямоточной МВУ, где раствор перемещается в направлении уменьшающихся температур его кипения. При работе противоточной установки эффект самоиспарения отсутствует (точнее, его формально следует считать отрицательным), поскольку при противотоке температура раствора, поступающего в каждый последующий корпус, оказывается несколько ниже, чем температура его кипения в этом корпусе.

В общем случае решение систем уравнений материального и теплового балансов МВУ представляет весьма громоздкую алгебраическую

задачу, анализ которой для различных условий процессов многокорпусного выпаривания проводится с помощью вычислительной техники и рассматривается в специальной литературе.

4.4.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЗНОЙ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР ПО КОРПУСАМ МВУ

При работе МВУ с n корпусами полезную разность температур ($\Delta t_{\text{пол}} = t_{\text{г. п}} - t_{\text{кип}}$) для каждого из выпарных аппаратов (1, 2, ..., i , ..., n) можно записать в виде системы (ср. соотношения (4.8) и (4.9)) уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t_{\text{пол}1} = t_{\text{г. п}1} - t_{\text{кип}1} = t_{\text{г. п}1} - \left(t_{\text{г. п}2} + \sum_1^3 \Delta t_{\text{пот}1} \right) \\ \Delta t_{\text{пол}2} = t_{\text{г. п}2} - t_{\text{кип}2} = t_{\text{г. п}2} - \left(t_{\text{г. п}3} + \sum_1^3 \Delta t_{\text{пот}2} \right) \\ \dots\dots\dots \\ \Delta t_{\text{пол}i} = t_{\text{г. п}i} - t_{\text{кип}i} = t_{\text{г. п}i} - \left(t_{\text{г. п}i+1} + \sum_1^3 \Delta t_{\text{пот}i} \right) \\ \dots\dots\dots \\ \Delta t_{\text{пол}n} = t_{\text{г. п}n} - t_{\text{кип}n} = t_{\text{г. п}n} - \left(t_{\text{б. к}} + \sum_1^3 \Delta t_{\text{пот}n} \right) \end{array} \right. \quad (4.15)$$

где для общности записи температура обогревающего первый корпус внешнего греющего пара обозначена $t_{\text{г. п}1}$; $t_{\text{б. к}}$ – температура конденсации вторичного пара последнего n -го корпуса в барометрическом конденсаторе.

Сложение левых частей уравнений (4.15) для всех корпусов дает суммарную полезную разность температур, приходящуюся на всю многокорпусную установку:

$$\sum_1^n \Delta t_{\text{пол}} = t_{\text{г. п}1} - t_{\text{б. к}} - \sum_1^{3n} \Delta t_{\text{пот}} = \Delta t_{\text{общ}} - \sum_1^{3n} \Delta t_{\text{пот}}. \quad (4.16)$$

Согласно равенству (4.16), суммарная полезная разность температур для всех корпусов МВУ $\sum_1^n \Delta t_{\text{пол}}$ равна общей разности температур ($\Delta t_{\text{общ}} = t_{\text{г. п}1} - t_{\text{б. к}}$), из которой вычитаются потери разности температур, просуммированные по всем корпусам (напомним, что в каждом ВА имеют место три потери разности температур, см. уравнение (4.8)).

Величина суммарной полезной разности температур $\sum_1^n \Delta t_{\text{пол}}$ должна быть распределена по отдельным корпусам МВУ, для чего используются два основных способа.

Для экономии металла общую разность температур целесообразно распределить, исходя из условий необходимости минимальной суммарной поверхности всех корпусов МВУ: $\sum_{i=1}^n F_i = \min$. Для вывода расчетного соотношения для каждого корпуса записывается уравнение теплопередачи $F_i = Q_i / (K_i \Delta t_{\text{пол } i})$, где Q_i – количество теплоты, передаваемое кипящему раствору в i -м ВА при полезной разности температур $\Delta t_{\text{пол } i}$ через теплопередающую поверхность F_i греющей камеры и при коэффициенте теплопередачи K_i .

Дальнейший анализ состоит в нахождении экстремума функции $\sum_{i=1}^n F_i$ относительно переменного аргумента $\Delta t_{\text{пол } i}$, для чего

приравняются нулю производные: $\partial \left[\sum_{i=1}^n F_i \right] / \partial (\Delta t_{\text{пол } i}) = 0$.

В результате может быть получено (здесь приводится без вывода) расчетное соотношение:

$$\Delta t_{\text{пол } i} = \left(\sqrt{Q_i / K_i} / \sum_{i=1}^n \sqrt{Q_i / K_i} \right) \sum_{i=1}^n \Delta t_{\text{пол } i}. \quad (4.17)$$

Использование критерия минимального значения общей теплопередающей поверхности греющих камер и полученного на базе этого критерия соотношения (4.17) дает различные значения поверхностей греющих камер отдельных выпарных аппаратов многокорпусной установки, что представляет определенные неудобства при эксплуатации такой МВУ. По этой причине способ минимизации суммарной поверхности теплопередачи используется лишь в относительно редких случаях, когда выпарные аппараты многокорпусной установки должны изготавливаться из дорогих материалов и экономия металла имеет первостепенное значение.

Наибольшее распространение имеет метод распределения общей полезной разности температур из условия равенства теплопередающих поверхностей всех корпусов МВУ: $F_1 = F_2 = \dots = F_n = F$.

Для вывода расчетного соотношения величин полезной разности температур в каждом из корпусов МВУ при условии равенства всех теплопередающих поверхностей ВА записывается суммарная

полезная разность температур $\sum_{i=1}^n \Delta t_{\text{пол } i} = \Delta t_{\text{пол } 1} + \Delta t_{\text{пол } 2} + \dots + \Delta t_{\text{пол } n}$,

в которую затем подставляются выражения для полезных разностей температур каждого i -го корпуса, согласно уравнению теплопередачи $\Delta t_{\text{пол } i} = Q_i / (K_i F_i)$:

$$\sum_{i=1}^n \Delta t_{\text{пол } i} = \left(\sum_{i=1}^n Q_i / K_i \right) / F. \quad (4.18)$$

Подставляя теперь значение $F = F_i$ из соотношения (4.18) в уравнение теплопередачи для каждого i -го корпуса, получим окончательное расчетное соотношение:

$$\Delta t_{\text{пол } i} = \frac{Q_i / K_i}{\sum_{i=1}^n Q_i / K_i} \sum_{i=1}^n \Delta t_{\text{пол } i}. \quad (4.19)$$

Таким образом, при равенстве поверхностей теплопередачи в каждом корпусе суммарная полезная разность температур (уравнение (4.16)) распределяется пропорционально отношению тепловой нагрузки к коэффициентам теплопередачи в каждом корпусе.

Соотношение (4.19) – основное при расчетах МВУ непрерывного действия, поскольку удобство эксплуатации одинаковых выпарных аппаратов компенсирует некоторый перерасход материала по сравнению с вариантом минимальной суммарной поверхности.

4.4.3. ЧИСЛО КОРПУСОВ МВУ

Переход от однокорпусной ВУ к двухкорпусной уменьшает удельный расход греющего пара ($d = D/W$) почти в два раза, поскольку второй корпус обогревается вторичным паром первого корпуса, т. е. вторичными энергоресурсами самой установки. Однако добавление третьего корпуса к двухкорпусной установке экономит внешний греющий пар в меньшей степени, а добавление, например, пятого корпуса к четырехкорпусной установке уменьшает удельный расход греющего пара приблизительно лишь на 10 %.

Добавление каждого дополнительного корпуса требует увеличения материальных затрат, увеличивает суммарные тепловые потери и т. п., поэтому число корпусов МВУ ограничено экономическими соображениями. Кроме того, обычно МВУ располагает ограниченной общей разностью температур ($\Delta t_{\text{общ}} = t_{\text{г.п}} - t_{\text{б.к}}$), значение которой определяется давлением имеющегося греющего пара (высший температурный потенциал $t_{\text{г.п}}$) и температурой конденсации вторичного пара последнего корпуса в барометрическом конденсаторе ($t_{\text{б.к}}$). Эта разность температур не зависит от числа корпусов и должна быть распределена на все корпуса. С увеличением числа корпусов на долю каждого из них придется меньшая полезная разность температур, что увеличивает необходимую теплопередающую поверхность каждого ВА. Помимо этого каждый выпарной аппарат имеет свою суммарную потерю разности температур (см. уравнение (4.8)), вычитаемую совместно с аналогичными потерями всех корпусов из фиксированного значения общей разности температур и уменьшающую полезную разность, достаемуюся каждому корпусу.

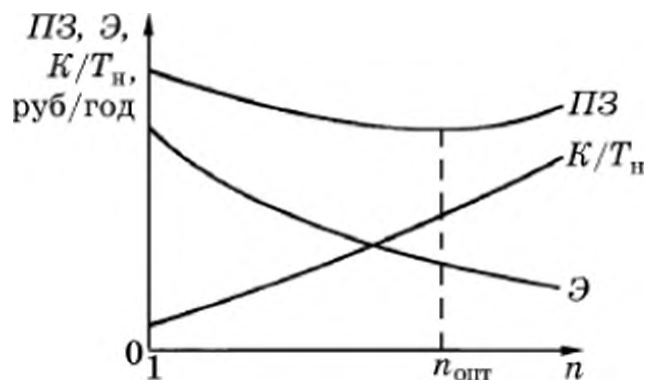
Уменьшение полезной разности температур в выпарных аппаратах приводит к необходимости увеличения теплопередающей поверхности, а это увеличивает стоимость ВА и ведет к возрастанию тепловых потерь в окружающую среду с большей наружной поверхности аппарата.

Выбор оптимального числа корпусов МВУ, помимо перечисленного, зависит еще от ряда дополнительных факторов. Так, с увеличением концентрации раствора и высоты уровня раствора в кипяtilьных трубах греющих камер возрастают значения температурных и гидродинамических депрессий. Повышение интенсивности циркуляции раствора в ВА позволяет обеспечить достаточно высокие коэффициенты теплоотдачи к раствору и передавать нужные количества теплоты при малых значениях полезных разностей температур.

Качественный анализ факторов, влияющих на выбор числа корпусов МВУ, иллюстрирует рис. 4.7, где кривая K показывает капитальные затраты на оборудование МВУ (стоимость выпарных аппаратов, их доставки, монтажа и т. п.), отнесенные к нормативному времени T_n окупаемости этих затрат и пропорциональные числу корпусов и их размерам; \mathcal{E} – эксплуатационные расходы, уменьшающиеся по мере сокращения расхода свежего греющего пара; верхняя кривая соответствует суммарным (приведенным ПЗ) затратам, которые обычно имеют минимальное значение при некотором числе корпусов МВУ. Это число $n_{\text{опт}}$ и является оптимальным для приведенных затрат на МВУ.

Рис. 4.7. К вопросу об определении оптимального числа корпусов многокорпусной выпарной установки:

K – капитальные затраты; \mathcal{E} – эксплуатационные расходы; $ПЗ$ – приведенные затраты; T_n – нормативное время окупаемости затрат



К сожалению, величина $n_{опт}$ зависит от очень большого числа факторов и потому не может быть определена сразу для всех возможных процессов выпаривания; в каждом конкретном случае значение оптимального числа корпусов приходится определять индивидуально, пользуясь технико-экономическими данными о стоимости энергии, металла, оборудования и пр.

Можно оценить лишь предельное допустимое число корпусов МВУ. Такая оценка производится на основе понятия о минимальной полезной разности температур $\Delta t_{пол\ min}$, при которой для ВА с естественной циркуляцией раствора интенсивность циркуляционного движения еще достаточна, чтобы отложение растворенного вещества на внутренней поверхности кипятильных труб находилось в допустимых пределах.

Практикой эксплуатации выпарных аппаратов установлено, что значение $\Delta t_{пол\ min} = 5-7\text{ К }(^{\circ}\text{C})$. Принимая это значение минимальной полезной разности температур, можно ориентировочно определить предельное число корпусов МВУ из выражения:

$$n_{пред} \Delta t_{пол\ min} = t_{г.п} - t_{б.к} - n_{пред} \sum_1^3 \Delta t_{пот}, \quad (4.20)$$

в котором $\sum_1^3 \Delta t_{пот}$ – потери разности температур в одном корпусе, полагаются здесь одинаковыми для всех корпусов МВУ. В большинстве случаев из соотношения (4.20) получается $n_{пред} \approx 8-10$.

Общий анализ величины оптимального числа корпусов $n_{опт}$ требует совместного рассмотрения систем уравнений материального и теплового балансов, уравнений связи полезных разностей температур с температурными потерями и минимизации выражения (3.109) для приведенных затрат со всеми его технико-экономическими коэффициентами. Такого рода анализ возможен лишь в предельно упрощенных случаях, описываемых в специальной литературе.

На практике обычно используются 3–5 корпусов, иногда до восьми ВА, что приблизительно соответствует значению $n_{опт}$.

4.5. ВЫПАРИВАНИЕ С ТЕРМОКОМПРЕССИЕЙ ВТОРИЧНОГО ПАРА

Многокорпусным выпарным установкам, существенно экономящим энергетические ресурсы, присущи, однако, некоторые недостатки: относительно высокая стоимость оборудования, значительная занимаемая производственная площадь, высокая температура кипения раствора в первом корпусе.

В промышленности применяется еще один метод экономии греющего пара – использование вторичного пара (при выпаривании водных растворов) для обогрева этого же выпарного аппарата; при этом весь процесс упаривания раствора до заданной концентрации производится в одном аппарате.

Непосредственное использование вторичного пара в том же ВА, разумеется, невозможно, поскольку температура вторичного пара (t_0) ниже температуры кипения раствора ($t_{\text{кип}}$) на величину суммарной потери разности температур вследствие концентрационной депрессии (Δt_d) и за счет гидростатического давления раствора ($\Delta t_{г.з}$). Следовательно, необходимо повысить температуру вторичного пара, чтобы не только компенсировать величину потерь разности температур $\Delta t_d + \Delta t_{г.з}$, но и обеспечить положительное значение полезной разности температур $\Delta t_{\text{пол}} = t_{г.п} - t_{\text{кип}}$. Такое повышение температуры насыщенного вторичного пара производится способом его *адиабатического сжатия*, при котором затрачиваемая на сжатие энергия в значительной степени превращается в теплоту, повышающую температуру сжимаемого вторичного пара. Вторичный пар сжимается в инжекторе, где давление и температура пара повышаются за счет энергии относительно небольшого количества водяного пара высокого давления.

Схема выпарного аппарата с термокомпрессией вторичного пара (с тепловым насосом) и температурная схема процесса в $T-S$ диаграмме состояния представлены на рис. 4.8. Первичный пар в количестве D_1 подается лишь в инжектор 2 для сжатия вторичного пара W до давления, соответствующего температуре $t_{г.п}$ греющего пара. При адиабатическом (т. е. изоэнтропическом, без теплоотвода) сжатии пар оказывается перегретым, что, однако, практически не сказывается на температуре его конденсации ($t_{г.п}$) в греющей камере выпарного аппарата, которая соответствует давлению сжатого пара.

Экономия греющего пара здесь состоит в том, что отношение расхода первичного (рабочего) пара D_1 , необходимого для процесса сжатия, к расходу сжимаемого вторичного пара W оказывается заметно меньшим единицы и составляет при работе выпарных

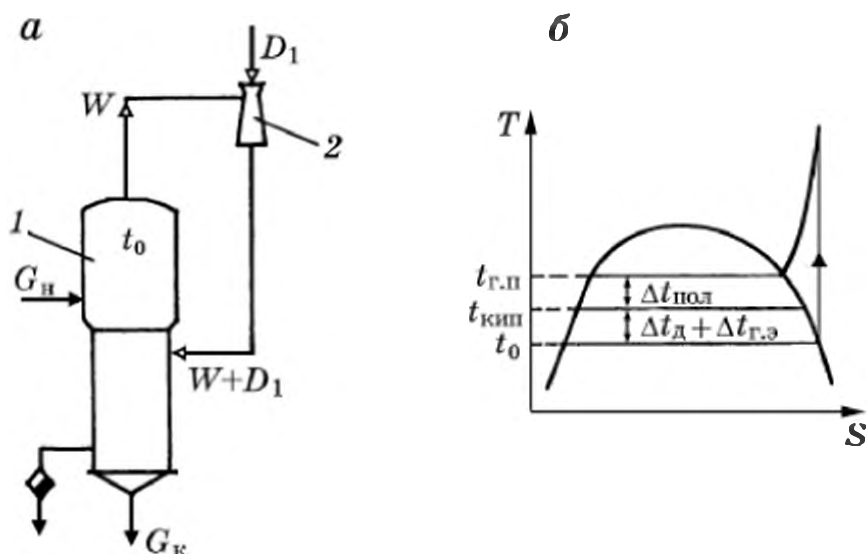


Рис. 4.8. Выпаривание с термокомпрессией вторичного пара:

а – схема установки: 1 – выпарной аппарат; 2 – инжекторный компрессор (насос); *б* – процесс сжатия вторичного пара в T – S диаграмме

аппаратов 0,2–0,5. Такие благоприятные условия, однако, могут быть реализованы лишь при выпаривании растворов, имеющих сравнительно небольшую температурную депрессию, не более 10–15 °К (°С) и при возможности работать без значительных отложений растворенного вещества при невысоких значениях полезной разности температур. В противном случае выпаривание со сжатием вторичного пара оказывается экономически невыгодным, поскольку по мере повышения давления вторичного пара увеличивается и относительное количество первичного пара, необходимого для процесса сжатия.

4.6. КОНСТРУКЦИИ ВЫПАРНЫХ АППАРАТОВ

При конструировании выпарных аппаратов стремятся обеспечить интенсивную теплопередачу к кипящему раствору и уменьшить скорость отложения растворенных веществ на теплообменных поверхностях. На оба эти процесса положительно влияет увеличение скорости движения раствора по кипяtilьным трубам. Скорость циркуляционного движения может быть увеличена, если на опускном участке циркуляционного контура раствор не будет получать теплоту; для этого циркуляционная труба, по которой раствор опускается вниз, выносится из объема греющей камеры (рис. 4.9–4.11). В выпарном аппарате с *вынесенной циркуляционной трубой* 2 и *выносной греющей камерой* (рис. 4.9) раствор внутри трубы не содержит пара, и поэтому разность плотностей раствора и парожидкостной смеси в кипяtilьных трубах 3 здесь больше, чем в ВА с внутренней циркуляционной трубой (см. рис. 4.1). Соответственно и скорость циркуляции раствора может увеличиваться до 1,5–2 м/с.

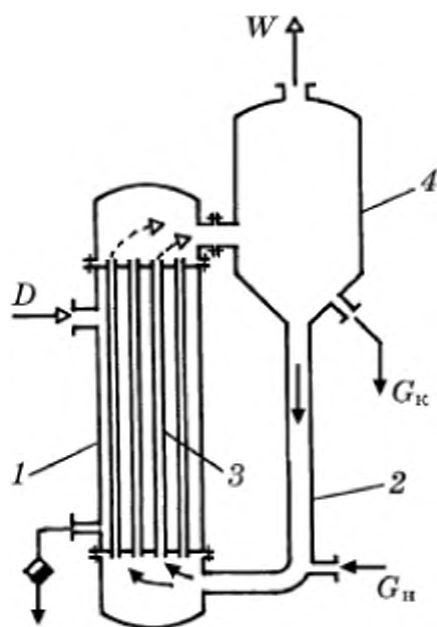


Рис. 4.9. Схема выпарной установки с вынесенной греющей камерой:

1 – греющая камера; 2 – циркуляционная труба; 3 – кипятильные трубы; 4 – сепаратор

Выносная греющая камера 1 находится не на одной оси с сепаратором 4. Это позволяет несколько сократить общую высоту выпарной установки и, кроме того, подключать к одному сепаратору две греющие камеры, одна из которых может находиться в режиме очистки от накипи, тогда как другая в это время обеспечивает непрерывную работу всей выпарной установки.

Для еще большего снижения скорости образования нежелательных отложений на внутренних поверхностях кипятильных труб используются ВА с зоной кипения, вынесенной за пределы кипятильных труб в специальную трубу 6 большего диаметра (см. рис. 4.10), устанавливаемую над греющими трубками. Температурные и гидродинамические условия восходящего движения раствора в тонких трубках подбираются здесь таким образом, чтобы в них самих раствор не кипел, оставаясь перегретым относительно температуры его кипения в сепараторе. При этом по выходе из греющих трубок перегретый раствор интенсивно вскипает внутри трубы вскипания 6. Таким образом, отложение твердого вещества из раствора на внутренних поверхностях многочисленных трубок малого диаметра значительно сокращается, а промывка или механическая очистка (в зависимости от адгезионных свойств отлагающегося вещества) от отложений или даже замена трубы вскипания не представляют особых трудностей по сравнению с ситуацией, когда отложения образуются внутри большого числа тонких трубок.

Область применения таких аппаратов – выпаривание кристаллизующихся растворов умеренной вязкости. Следует, однако, отметить, что поддержание нужного режима работы ВА с вынесенной зоной кипения в реальных производственных условиях не всегда оказывается простой эксплуатационной задачей.

Естественная циркуляция раствора может обеспечить необходимую для малого накипеобразования скорость движения по греющим трубам раствора лишь при значительных полезных разностях температур, создать которые в МВУ удастся не всегда. Поэтому интенсивное выпаривание растворов, склонных к отложению инкрустаций, проводят в ВА с принудительной циркуляцией (рис. 4.11), которая обеспечивается насосом 5 достаточной

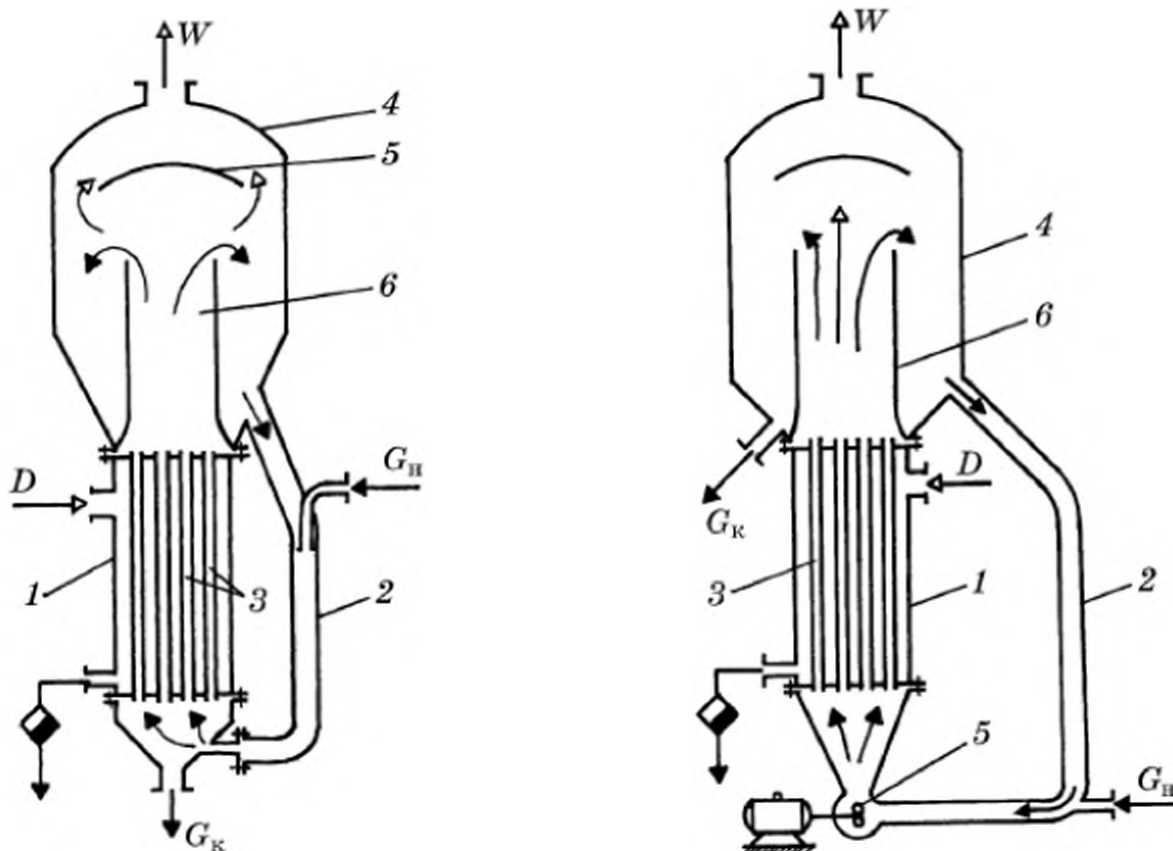


Рис. 4.10. Схема выпарной установки с вынесенными зоной кипения и циркуляционной трубой:

1 – корпус греющей камеры; 2 – циркуляционная труба; 3 – кипяtilьные трубы; 4 – сепаратор; 5 – брызгоотделитель; 6 – вынесенная зона кипения

Рис. 4.11. Схема выпарной установки с принудительной циркуляцией раствора:

1 – корпус греющей камеры; 2 – циркуляционная труба; 3 – кипяtilьные трубы; 4 – сепаратор; 5 – циркуляционный насос; 6 – труба вскипания

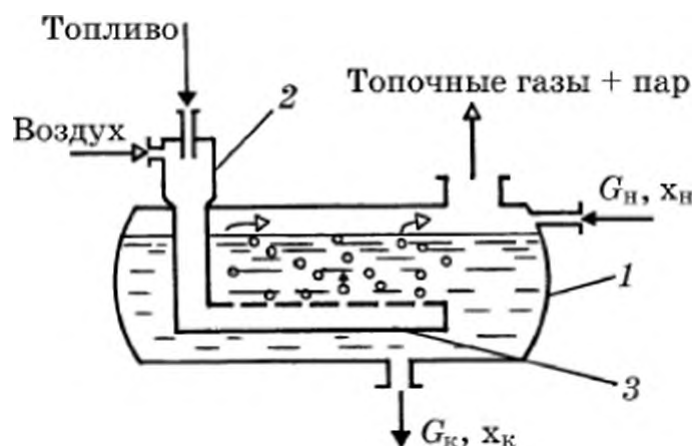
производительности. Скорость движения раствора при его принудительной циркуляции составляет 2–2,5 м/с. Насос (обычно пропеллерного типа) создает некоторое избыточное давление, которое совместно с гидростатическим давлением в нижней части кипяtilьных труб дает возможность поддерживать раствор на значительной длине греющих труб в некипящем состоянии, т. е. перегретым относительно температуры его кипения в сепараторе. Кипение раствора происходит на верхних участках труб и в трубе вскипания 6.

Выпаривание термочувствительных растворов, которые могут ухудшать свои качественные показатели при значительном времени пребывания в ВА, производится в прямоточных аппаратах с поднимающейся кипящей пленкой раствора. При этом упариваемый раствор проходит через греющую камеру только один раз. Раствор подается в нижнюю часть греющих труб значительной высоты (до 9 м) и малого диаметра (обычно 25 мм).

Обогрев кипяtilьных труб, как и в других аппаратах, осуществляется снаружи конденсирующимся греющим паром. Образующийся внутри трубок вторичный пар поднимается по центральной зоне каждой кипяtilьной трубки, увлекая своим динамическим воздействием пленку раствора.

За счет парового обогрева раствор в восходящей пленке кипит, и к моменту его выхода из верхней части трубок концентрация раствора должна достигнуть заданной величины. Наличие вторичного пара в центральной части кипяtilьных трубок практически по всей их высоте приводит к уменьшению потерь разности температур за счет гидростатического эффекта ($\Delta t_{г.э}$), что и позволяет увеличивать время выпаривания раствора за счет большой высоты кипяtilьных труб. Область применения пленочных ВА – выпаривание маловязких, пенящихся, термически нестабильных растворов, не склонных к значительному образованию инкрустаций на внутренних теплоотдающих поверхностях.

Выпаривание химически агрессивных растворов при высокой температуре их кипения не допускает использования ВА, в которых развитая теплопередающая поверхность выполнена из высокотеплопроводной конструкционной стали. В таких условиях применяется сосуд простой конфигурации (рис. 4.12) со стойкой защитой внутренней поверхности (например, за счет ее эмалирования), а теплота, необходимая для испарения растворителя, подводится с горячими газами непосредственно в массу кипящего раствора. Если раствор по своим химическим свойствам допускает контакт с продуктами сгорания органических топлив, используются ВА с беспламенными газовыми горелками, погруженными непосредственно в кипящий раствор. Продукты сгорания газообразного (реже жидкого) топлива выходят из отверстий барботажной трубы 3, интенсивно перемешивают кипящий раствор и тем самым обеспечивают хорошую теплоотдачу от топочных газов к раствору. Интенсивное испарение раствора с развитой поверхности многочисленных пузырьков значительно повышает производительность ВА с погружными горелками на единицу их рабочего объема.



сти многочисленных пузырьков значительно повышает производительность ВА с погружными горелками на единицу их рабочего объема.

Рис. 4.12. Выпарной аппарат с погружной горелкой:

1 – емкость для упариваемого раствора; 2 – горелка; 3 – барботажная труба

Выпарные аппараты с электрическим нагреванием раствора для промышленной практики оказываются недостаточно экономичными из-за относительно высокой стоимости электроэнергии.

Вопросы для самопроверки

1. Каковы принцип работы выпарной установки непрерывного действия и назначение отдельных элементов установки?
2. Какие слагаемые входят в уравнение теплового баланса выпарной установки непрерывного действия?
3. Каким образом связаны между собой полезная и общая разности температур при выпаривании?
4. Для чего используется многокорпусное выпаривание?
5. Что такое самоиспарение при выпаривании?
6. Дайте сравнительную характеристику прямо- и противоточной схем многокорпусного выпаривания.
7. Как выбирается число корпусов многокорпусной выпарной установки?
8. Каков принцип выпаривания с термокомпрессией вторичного пара?
9. Дайте сравнительную характеристику основных конструкций выпарных аппаратов.

III

МАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Глава 5

ОСНОВЫ МАССООБМЕНА. АБСОРБЦИЯ

Массообменом или *массопереносом* называют процессы переноса массы какого-либо вещества (целевого компонента) или веществ из одной точки пространства в другую. Массообменные процессы широко используются в химической и смежных отраслях промышленности для разделения жидких и газовых гомогенных смесей, их концентрирования, очистки промышленных потоков от нежелательных примесей, улавливания ценных компонентов и т. п.

Наибольшее распространение в химической промышленности получили следующие массообменные процессы.

Абсорбция – избирательное поглощение (растворение) газа или пара жидким поглотителем. В этом процессе целевой компонент переходит из газовой или паровой фазы-носителя в жидкую фазу поглотителя.

Обратный процесс перехода компонента из жидкой фазы в газовую или в паровую фазу называют *десорбцией*.

Абсорбцию широко используют для разделения технологических газов и очистки газовых потоков от нежелательных примесей. Десорбция применяется для регенерации (восстановления поглощающей способности) растворителя или для выделения концентрированного целевого компонента.

Перегонка – это разделение гомогенных смесей жидкостей, имеющих разные летучести, на отдельные компоненты методом отбора паровой фазы и последующей конденсации смеси паров.

Ректификация представляет собой многостадийную противоточную перегонку, позволяющую получить более чистые компоненты.

В процессах перегонки и ректификации происходит перенос компонентов из жидкой фазы в паровую и из паровой в жидкую.

Экстракция – извлечение растворенного в одной жидкости вещества с помощью растворения его в другой жидкости, не растворимой в первой жидкости. При этом вещество (целевой компонент) переходит из одной жидкости в другую.

Процессы жидкостной экстракции применяются для концентрирования растворенных веществ в другом растворителе (получение экстракта) либо с целью очистки исходной жидкости от примеси (получение рафината).

Растворение и экстрагирование из твердых тел – это процессы перехода веществ из твердой фазы или из раствора, содержащегося в пористой структуре твердого материала, в жидкий растворитель. Процессы полного растворения применяют для получения концентрированных растворов с целью их последующей переработки; процессы экстрагирования из пористых материалов используют для извлечения ценных или, наоборот, нежелательных компонентов из исходных пористых материалов.

Кристаллизация представляет собой процесс, обратный растворению, при котором кристаллизующееся вещество из жидкой фазы пересыщенного раствора переходит в твердую фазу растущих кристаллов. Кристаллизация применяется не только для получения дисперсной твердой фазы кристаллов, но и для получения веществ повышенной степени чистоты.

Адсорбция – это избирательное поглощение газа, пара или растворенного в жидкости вещества поверхностью твердого (обычно пористого) поглотителя. Процесс адсорбции представляет собой переход целевого компонента из газовой, паровой или жидкой фазы в твердую фазу поглотителя. Используется процесс адсорбции для глубокого извлечения веществ при их низкой концентрации в исходной смеси с целью очистки газов или жидкостей от нежелательных примесей или для улавливания малых количеств ценных примесей.

Десорбция – процесс обратный адсорбции – применяется для регенерации твердого поглотителя или для получения целевого компонента в чистом или в концентрированном виде.

Ионный обмен – избирательный процесс извлечения ионов из растворов электролитов. Как и при адсорбции, это процесс перехода извлекаемого вещества из жидкой фазы раствора в твердую фазу ионита. Процессы ионного обмена применяются для извлечения веществ из растворов при низких значениях их концентраций.

Сушка – это термический способ удаления влаги из первоначально влажных материалов, которые в обезвоженном состоянии представляют собой твердые материалы. Удаляемая из материала влага обычно испаряется на поверхности или внутри влажно-

го материала и переносится в газовый поток сушильного агента. Термическую сушку широко используют для обезвоживания материалов с целью придания им тех или иных необходимых свойств.

Последующие главы посвящены анализу перечисленных массообменных процессов.

Во всех процессах общим является перенос вещества из одной фазы в другую через границу раздела. Процесс перехода целевого компонента (компонентов) из одной фазы в другую называется *массопередачей*. Массопередача всегда связана с процессом диффузии передаваемого компонента в среде газа или жидкости, поэтому массообменные процессы часто называют *диффузионными*.

Перенос вещества от границы раздела фаз в основную массу газовой или жидкой фазы-носителя или от фазы-носителя к границе раздела называют *массоотдачей*.

Понятия «массоперенос», «массопередача» и «массоотдача» во многом аналогичны понятиям «перенос теплоты», «теплопередача» и «теплоотдача», что полезно иметь в виду при дальнейшем рассмотрении массообменных процессов.

Разные по переносимым веществам (компонентам) и условиям реализации процессы массопереноса имеют, однако, много общего, что позволяет использовать единые методы анализа большинства процессов переноса массы самых разнообразных веществ и аналогичные способы расчета многочисленных массообменных аппаратов.

При расчете процессов переноса массы приходится использовать различные способы выражения количества целевого компонента в фазах. Таких способов несколько, и при выполнении расчетов тех или иных конкретных процессов оказываются удобными или традиционно используемыми разные способы задания концентраций.

Массовые и молярные доли компонента могут относиться к смеси компонента с веществом инертной фазы: \bar{x} , (кг компонента)/(кг смеси) и x , (кмоль компонента)/(кмоль смеси). Далее используются следующие сокращения: (кг к)/(кг см) и (кмоль к)/(кмоль см).

Связь между массовыми и молярными долями определяется через понятие моля (киломоля):

$$x = \frac{\bar{x}/\mu}{\bar{x}/\mu + (1 - \bar{x})/\mu_{ин}}; \quad \bar{x} = \frac{\mu x}{\mu x + \mu_{ин}(1 - x)}, \quad (5.1)$$

где μ и $\mu_{ин}$ – молярные массы целевого компонента и инертной фазы (ин); $(1 - \bar{x})$ и $(1 - x)$ – массовая и молярная доли инертной фазы в смеси.

Количество целевого компонента часто относят не к общему количеству смеси, а только к количеству инертной фазы; это удобно потому, что количество инертной фазы в процессах массопереноса обычно не изменяется. Массовая и молярная доли компонента \bar{X} , (кг к)/(кг ин) и X (кмоль к)/(кмоль ин) связаны массовыми и молярными его долями, отнесенными к общему количеству смеси, простыми соотношениями, также следующими из понятия киломоля:

$$\bar{X} = \bar{x}/(1 - \bar{x}) \quad \text{и} \quad \bar{x} = \bar{X}/(1 + X). \quad (5.2)$$

Объемная концентрация компонента C (кг/м³) связана с его массовой долей \bar{x} через плотность смеси $\rho_{см}$ (кг/м³): $C = \rho_{см} \bar{x}$.

5.1. КОНЦЕНТРАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

При анализе массообменных процессов обычно приходится искать ответы на следующие вопросы. Будет ли в системе при заданных ее параметрах происходить массообменный процесс, и в какую сторону изменятся составы фаз? Каковы предельные составы фаз, к которым стремится система по мере приближения ее к состоянию равновесия? Какова скорость массообменного процесса, и от каких параметров процесса она зависит? Каковы должны быть размеры массообменного аппарата, чтобы обеспечить заданные параметры процесса: расходы потоков и концентрации целевого компонента на входе и выходе из аппарата?

На два первых вопроса ответ можно получить, сравнив действительные значения параметров состояния системы с теми их значениями, которые должны были бы соответствовать состоянию равновесия внутри рассматриваемой системы.

Состояния равновесия изучает термодинамика, где доказываются, что при равновесии все параметры сохраняют свои значения во времени – это и есть необходимый признак равновесного состояния системы. В термомеханической равновесной системе не изменяют свои значения температуры, давления и составы фаз.

Напомним, что в химической термодинамике условием концентрационного равновесия двух фаз является не равенство концентраций компонента в двух фазах (или в большем числе фаз), а равенство значений химического потенциала $\mu_{k,i} = \partial G / \partial n_{k,i}$, где G и $n_{k,i}$ – функция Гиббса и число молей компонента в смеси его с одной и с другой инертной фазами. Существующие методы вычисления значений химического потенциала фаз в широком диапазоне изменения температур, давлений и составов фаз через значения химических потенциалов чистых веществ, через их летучести и т. п., к сожалению, сложны и не достаточно точны для

реальных промышленных систем. Поэтому при практических расчетах массообменных процессов понятием химического потенциала, как правило, не пользуются, а факт наличия или отсутствия концентрационного равновесия между двумя фазами характеризуют по наличию или отсутствию *равновесного соотношения* значений концентраций компонента в одной и в другой фазах.

Равновесные соотношения такого рода записываются в виде зависимостей:

$$y^* = f(x), \text{ или } y^*(x); \quad x^* = f_{-1}(y), \text{ или } x^*(y), \quad (5.3)$$

где f_{-1} – функция, обратная функции f ; y^* – концентрация компонента в газовой или паровой фазе, равновесная с концентрацией “ x ” этого компонента в жидкой фазе; индекс * здесь и далее означает значение концентрации в состоянии равновесия, в отличие от действительных концентраций целевого компонента, которые не могут совпадать с равновесными величинами в реально работающих массообменных аппаратах. Отметим, что в курсах физической химии при описании равновесных соотношений индекс * не используется, поскольку термодинамика традиционно изучает только равновесные состояния (за исключением раздела о кинетике химических реакций), и значений концентраций, отличных от равновесных, в химической термодинамике не рассматривают.

Примерами простых равновесных соотношений являются известные законы Рауля и Генри, связывающие равновесные содержания компонента в паре (y^*) и в жидкости (x), а также в газе и в жидкости соответственно:

$$y^* = (P_{\text{нас}}/P)x \quad \text{и} \quad y^* = Ex, \quad (5.4)$$

где $P_{\text{нас}}$ – давление насыщенного пара над чистым жидким компонентом; P – общее давление в равновесной системе пар – жидкость; E – коэффициент Генри в линейной связи содержания компонента в газе и в жидкости при их равновесии.

В более сложных случаях, чаще всего встречающихся в промышленной практике, вместо простых линейных законов равновесия (5.4) используются более сложные равновесные зависимости $y^*(x)$, явный вид которых, как правило, находится по экспериментальным данным о равновесии реальных систем.

Если численные значения *действительных (реальных, истинных)* концентраций целевого компонента в двух контактирующих фазах соответствуют равновесному соотношению $y^*(x)$ и “ x ” для рассматриваемой системы, то такая система находится в равновесном состоянии и направленного перехода компонента из одной фазы в другую не будет. Напомним, что концентрационное

равновесие, рассматриваемое на молекулярном уровне, имеет динамический характер, т. е. количество молекул целевого компонента, переходящее из одной фазы в другую в результате теплового движения, равно количеству молекул, переходящих вследствие той же причины в обратном направлении.

Если же значения действительных концентраций в контактирующих фазах отличаются от значений, предписанных равновесным соотношением, то возникает направленный поток целевого компонента, стремящийся изменить действительные концентрации компонента в сторону приближения их к равновесному соотношению. Это обстоятельство является следствием второго начала термодинамики, согласно которому в неравновесных системах возникают самопроизвольные процессы, стремящиеся изменить параметры системы в направлении достижения ее равновесного состояния.

Анализ направленности неравновесных массообменных процессов наглядно иллюстрируется в *концентрационных диаграммах*, где представляются данные о равновесии между фазами системы и о действительных, неравновесных концентрациях компонента в рассматриваемых фазах (рис. 5.1). Точки $A(x, y)$ и $B(x, y)$ соответствуют двум возможным соотношениям действительных концентраций целевого компонента в жидкой (x) и в паровой ($y \neq y^*(x)$) фазах; точка $C(x, y^*(x))$ соответствует равновесному соотношению концентраций компонента в жидкой (x) и паровой ($y = y^*(x)$) фазах.

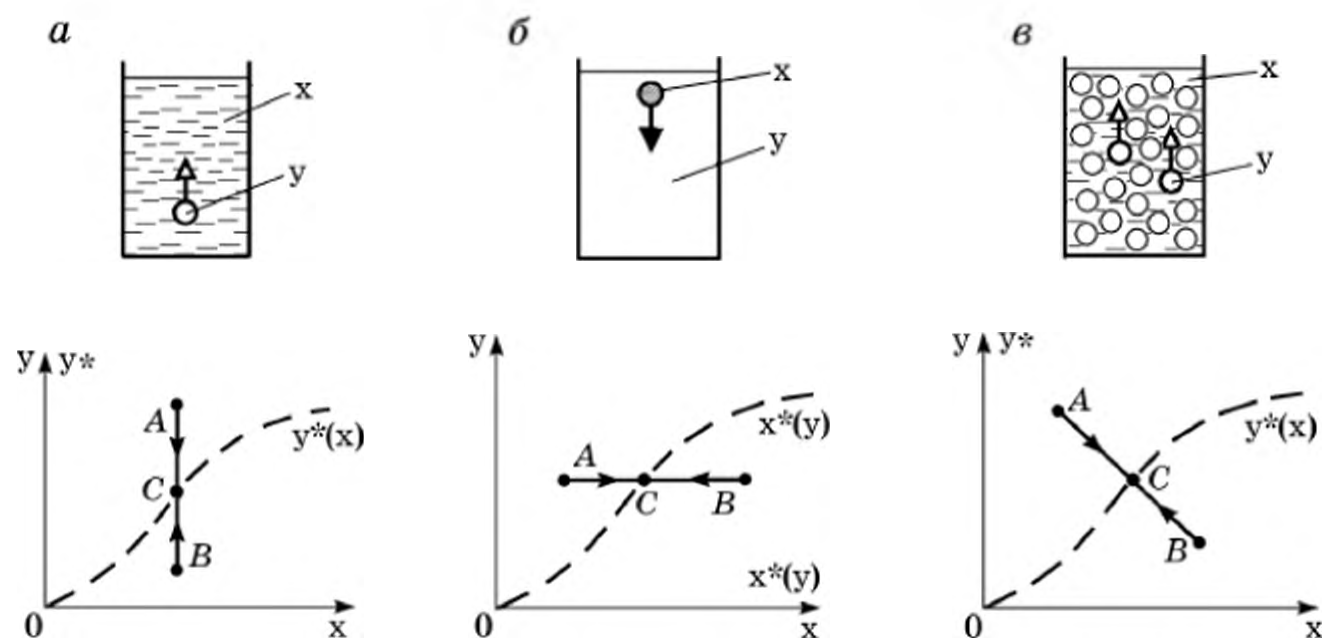


Рис. 5.1. Направление процессов массопереноса:

$a - M_x \gg M_y; x \approx \text{const}, y = \text{var}; b - M_y \gg M_x; y \approx \text{const}, x = \text{var}; v - M_y \approx M_x; y \approx \text{var}, x \approx \text{var};$

M_x, M_y – массы жидкой и паровой фаз, x, y – действительные концентрации целевого компонента в жидкой и паровой фазах; $y^*(x)$ – кривая равновесного соотношения концентраций компонента в паровой и жидкой фазах

На рис. 5.1, *а* представлен вариант, когда масса сплошной фазы M_x значительно превышает массу парового пузырька M_y , вследствие чего концентрация компонента в жидкой фазе практически не изменяется при значительном изменении концентрации во всплывающем пузырьке ($y = \text{var}$). На рис. 5.1, *б* – вариант, когда соотношение масс жидкой капли и сплошной паровой фазы обратное ($M_x \ll M_y$) и при изменении концентрации компонента в падающей капле ($x = \text{var}$) концентрацию в паровой фазе можно считать неизменной. На рис. 5.1, *в* – промежуточный вариант, т. е. массы обеих фаз сопоставимы по величине ($M_x \approx M_y$) и концентрации в обеих фазах изменяются ($x, y = \text{var}$).

Если действительные концентрации “ x ” и “ y ” соответствуют положению точки A , для которой действительная концентрация в паре превышает концентрацию, которая была бы при равновесии паровой фазы с имеющейся постоянной концентрацией x компонента в жидкой фазе ($y > y^*(x)$), то целевой компонент будет переходить из паровой фазы в жидкую, как бы стремясь перевести систему в состояние равновесия ($y \rightarrow y^*(x)$). Направление самопроизвольного процесса в данном случае показано на рис. 5.1, *а* стрелкой от точки A к точке C .

При обратном соотношении между действительной и равновесной концентрациями в паровой фазе $y < y^*(x)$ (точка B) компонент будет переходить из жидкой фазы в паровую, как бы стремясь насытить паровую фазу до состояния, соответствующего концентрационному равновесию фаз. Следовательно, вновь ($y \rightarrow y^*(x)$), но теперь в сторону увеличения количества компонента в паровой фазе.

В частном случае (точка C), когда действительные концентрации компонента соответствуют их равновесным значениям (x и $y = y^*(x)$), процесс направленного переноса массы целевого компонента не происходит, так как система изначально находится в состоянии концентрационного равновесия. (Здесь и далее полагается, что термическое и механическое равновесие в системе существует и сохраняется, т. е. $T = \text{const}$ и $P = \text{const}$.)

На рис. 5.1, *б* представлены также варианты, при одном из которых ($x < x^*(y)$) и целевой компонент переходит из паровой фазы в жидкую (точка A), а при втором, когда $x > x^*(y)$, перенос происходит в обратном направлении (точка B).

На рис. 5.1, *в* изображен общий случай, при котором происходит изменение действительных концентраций компонента в обеих фазах.

Существенно, что на рис. 5.1 представлены возможные варианты переноса массы целевого компонента в периодическом процессе, когда значения действительных концентраций по мере при-

ближения к состоянию равновесия изменяются во времени. В *стационарных непрерывных процессах* значения “х” и “у” обычно сохраняются постоянными во времени за счет непрерывной подачи и отвода потоков-носителей с постоянными значениями входных концентраций компонента (см. далее уравнения материальных балансов массообменных аппаратов непрерывного действия).

5.2. КИНЕТИКА МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

Изучение процессов переноса массы целевого компонента дает возможность получить ответ на вопрос о том, какова скорость переноса компонента из одной фазы в другую через поверхность раздела этих фаз и какова должна быть необходимая поверхность массопереноса в соответствующем массообменном аппарате.

Перенос вещества (компонента) из одной фазы в другую состоит из последовательных переносов сначала в пределах одной фазы от ее основной массы к границе раздела фаз и затем от границы через приграничный слой к основной массе второй фазы, в чем и состоит процесс массопередачи.

Рассмотрим в начале физические основы переноса массы компонента в пределах одной фазы-носителя.

5.2.1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВИДЫ ПЕРЕНОСА МАССЫ

Элементарные виды переноса массы какого-либо вещества оказываются аналогичными способам переноса теплоты. Таких элементарных видов массопереноса всего два: молекулярная диффузия и конвективный перенос за счет массового движения текучей среды, содержащей целевой компонент.

Закон молекулярной диффузии (закон Фика) состоит в том, что направленный поток вещества внутри какой-либо однофазной среды пропорционален градиенту концентрации этого вещества (компонента) и коэффициенту его диффузии в среде:

$$\vec{j}_D = -D \text{ grad } C, \quad (5.5)$$

где $\vec{j}_D = dM_D / (dF d\tau)$ – вектор диффузионного потока компонента, кг/(м² · с); dM_D – элементарная масса компонента, кг, диффундирующего через нормальную вектору \vec{j}_D элементарную площадку dF , м², за бесконечно малый промежуток времени $d\tau$, с; D – коэффициент диффузии компонента в конкретной среде-носителе, м²/с; C – массовая объемная концентрация диффундирующего вещества в среде, кг/м³; знак минус означает, что диффузионный поток целевого компонента направлен в сторону уменьшающейся концентрации, т. е. в сторону отрицательного значения вектора градиента концентрации $\text{grad } C$, (кг/м³)/м.

Коэффициент диффузии D характеризует способность вещества распространяться внутри среды вследствие хаотического теплового движения молекул вещества; при этом молекулы среды также совершают хаотическое тепловое движение. Размерность коэффициента диффузии получается из соотношения (5.5): $[D] = [j_D]/[\text{grad } C] = (\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}))/((\text{кг}/\text{м}^3)/\text{м}) = \text{м}^2/\text{с}$. По физическому смыслу закона Фика (5.5) коэффициент диффузии равен потоку диффундирующего вещества при единичном значении градиента концентрации, т. е. при изменении концентрации вещества на $1 \text{ кг}/\text{м}^3$ на длине 1 м в направлении вектора потока \vec{j}_D .

Численное значение D зависит от молекулярно-кинетических характеристик диффундирующего вещества и среды, в которой происходит диффузия. Напомним, что такими характеристиками являются средняя скорость \bar{U} теплового движения молекул, средняя длина их свободного пробега Λ и эффективное сечение молекул в процессе их соударений. В молекулярно-кинетической теории газов выводится следующее соотношение для коэффициентов диффузии в газах: $D = \bar{U}\Lambda/3$. Для диффузии в газах при высоких давлениях, когда молекулы уже нельзя полагать точками, и тем более для диффузии в капельных жидкостях значения коэффициентов диффузии приходится определять на основе экспериментальных измерений.

Значения коэффициентов диффузии могут быть различными – от $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ для диффузии в газах до $10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ при диффузии веществ в среде капельных жидкостей.

Полезно обратить внимание на полную аналогию физического содержания и, следовательно, математической формы записи закона диффузии (5.5) и закона теплопроводности (3.1), что есть следствие одного и того же механизма переноса массы и теплоты – хаотического теплового движения молекул диффундирующего компонента и среды.

Согласно закону диффузии (5.5), причиной, вызывающей поток диффундирующего компонента в однофазной среде, является градиент концентрации этого компонента $\text{grad } C$. Для однофазной среды наличие градиента концентрации – это и есть отклонение от состояния концентрационного равновесия внутри однофазной среды. Возникающий диффузионный поток \vec{j}_D как бы стремится перевести однофазную среду в состояние концентрационного равновесия, т. е. выровнять концентрацию во всех внутренних точках среды. Таким образом, условие равновесия (равенство концентраций) и причина, вызывающая поток компонента (неодинаковое значение концентрации компонента) в пределах одной фазы формулируются проще, чем условия равно-

весия и причины возникновения потока компонента для двухфазной системы (см. п. 5.1).

Второй элементарный вид переноса вещества – *конвективный перенос* – состоит в том, что целевой компонент перемещается из одной точки пространства в другую вместе с движущимся потоком инертного носителя. Вектор потока \vec{j}_k конвективно переносимого компонента пропорционален вектору скорости движения потока-носителя \vec{w} и объемной концентрации компонента C в потоке:

$$\vec{j}_k = \vec{w}C, \quad (5.6)$$

где $\vec{j}_k = dM_k/(dF dt)$, кг/(м² · с); dM_k – элементарное количество целевого компонента (кг), конвективно переносимое через элементарную поперечную площадку dF (м²) за бесконечно малый промежуток времени dt (с).

Физическое содержание и форма записи элементарного конвективного переноса компонента аналогичны конвективному переносу теплоты (3.2), что также объясняется одинаковым механизмом конвективного переноса массы вещества и его тепло-содержания.

Конвективным и диффузионным механизмами и исчерпываются элементарные виды переноса массы целевого компонента. Аналог лучистому переносу энергии (3.4) в массообменных процессах практически отсутствует, если не считать перенос массы электромагнитного излучения, что не существенно для промышленных процессов.

В турбулентных потоках имеет место еще один способ переноса целевого компонента, вызываемый хаотическим пульсационным перемещением объемчиков (глобул) турбулентно движущейся среды. Физически это конвективный перенос компонента вместе с пульсирующими глобулами среды-носителя, но из-за хаотического характера пульсационного движения, аналогичного хаотическому тепловому движению молекул, турбулентный перенос может быть записан аналогично диффузионному:

$$\vec{j}_{\text{турб}} = -D_{\text{турб}} \text{grad } C, \quad (5.7)$$

где $D_{\text{турб}}$ – коэффициент турбулентного квазидиффузионного переноса компонента, численные значения которого могут быть определены только опытным путем. Этот коэффициент сложным образом зависит от турбулентного состояния потока и от расстояния до твердой поверхности (см. аналогичные коэффициенты турбулентной вязкости (1.36) и турбулентной теплопроводности (3.3)).

Поток инертной среды-носителя, в которой содержится интересующий нас целевой компонент, состоит из основной его

части и относительно тонкого пристенного слоя, поперек которого скорость движения вязкой среды существенно изменяется от нулевого значения на твердой поверхности до значения скорости в ядре потока (см. рис. 1.12). Если рассматривать перенос целевого компонента в направлении движения потока, то при принятых в массообменной аппаратуре скоростях движения конвективный перенос компонента обычно преобладает над диффузионным переносом ($j_k \gg j_D$) за исключением очень тонкого слоя у самой твердой стенки, где скорость движения среды близка к нулевому значению.

Для массообменных процессов наиболее важен перенос целевого компонента в поперечном потоку направлении, нормальном твердой (или жидкой) поверхности. В основной части потока-носителя, в его турбулентном ядре мощный турбулентный перенос ($D_{\text{турб}} \gg D$) практически выравнивает концентрацию целевого компонента в направлении, перпендикулярном стенке. Однако в пристенном ламинарном слое, где отсутствуют турбулентные пульсации и скорость движения среды в поперечном направлении равна нулю, единственным механизмом переноса целевого компонента к стенке (или от нее) может быть перенос за счет молекулярной диффузии. В промежуточном слое (рис. 1.13) между пристенным слоем и ядром потока конвективный, диффузионный и турбулентный переносы компонента могут быть сравнимы по величине.

5.2.2. УРАВНЕНИЕ КОНВЕКТИВНО-ДИФФУЗИОННОГО ПЕРЕНОСА В ОДНОФАЗНОМ ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ

Выведем дифференциальное уравнение для нестационарного поля концентрации целевого компонента в движущемся ламинарном потоке среды-носителя, для чего рассмотрим внутри потока мысленно выделенный произвольный объем V , ограниченный поверхностью F , через которую свободно втекает и вытекает среда-носитель (рис. 5.2).

Согласно закону сохранения массы целевого компонента, скорость изменения количества компонента в объеме V равна алгебраической сумме всех входящих и выходящих через поверхность F потоков компонента:

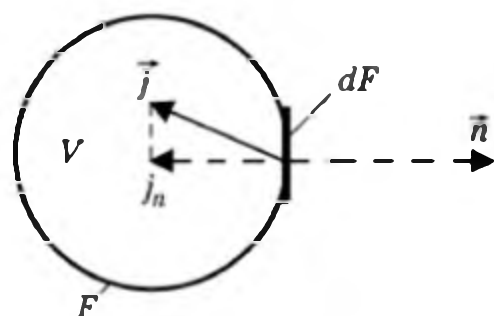


Рис. 5.2. К выводу уравнения конвективно-диффузионного переноса в ламинарном диффузионном потоке

$$\int_V \frac{\partial C}{\partial \tau} dV = - \int_F j_n dF. \quad (5.8)$$

В левой части балансового соотношения (5.8) производится интегрирование (суммирование) локальных скоростей изменения массы компонента по всему объему V ; в правой части – суммируются все входящие (с положительным знаком) и выходящие (со знаком минус) потоки j_n компонента по поверхности F . Знак минус перед поверхностным интегралом связан с принятым в математике и физике положительным направлением нормали \vec{n} от поверхности наружу, а положительное значение потока компонента соответствует направлению внутрь объема.

Поверхностный интеграл от нормальной составляющей j_n вектора потока целевого компонента равен объемному интегралу от дивергенции вектора общего потока компонента \vec{j} (теорема Гаусса – Остроградского). Следовательно, вместо уравнения (5.8) можно записать:

$$\int_V \frac{\partial C}{\partial \tau} dV = - \int_V \operatorname{div} \vec{j} dV, \quad \text{или} \quad \int_V \left(\frac{\partial C}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{j} \right) dV = 0. \quad (5.9)$$

Равенство нулю объемного интеграла по произвольному объему V может быть только в том случае, если равна нулю подынтегральная функция:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{j} = 0. \quad (5.10)$$

Дифференциальное уравнение (5.10) есть нестационарный материальный баланс массы компонента для любой точки движущейся среды-носителя.

Поток целевого компонента состоит из суммы конвективного и диффузионного потоков, описываемых кинетическими соотношениями (5.6) и (5.5): $\vec{j} = \vec{w}C - D \operatorname{grad} C$. Подставив величину \vec{j} в балансовое равенство (5.10), получим

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = - \operatorname{div} \left(\vec{w}C - D \operatorname{grad} C \right). \quad (5.11)$$

Дифференциальное уравнение (5.11) и есть уравнение конвективно-диффузионного переноса компонента в однофазном ламинарном потоке.

В декартовой системе координат (x, y, z) при постоянном значении коэффициента диффузии и с учетом уравнения неразрывности (1.20) для несжимаемой жидкости уравнение (5.11) принимает вид:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial C}{\partial x} + w_y \frac{\partial C}{\partial y} + w_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (5.12)$$

или в компактной векторной форме

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + \left(\vec{w}, \text{grad } C \right) = D \nabla^2 C, \quad (5.13)$$

где второе слагаемое – скалярное произведение векторов скорости и градиента концентрации, а правая часть $\text{div}(\text{grad } C) = \nabla^2 C$ – оператор Лапласа.

В отличие от балансового уравнения общего вида (5.10) дифференциальное уравнение (5.12) дополнительно содержит информацию о двух физических законах переноса компонента.

В уравнениях (5.11)–(5.13) искомая функция – это нестационарное концентрационное поле целевого компонента в движущейся среде-носителе $C(\tau; x, y, z; D; w_x, w_y, w_z)$, определяемое значениями независимых переменных τ, x, y, z ; и параметров процесса $D; w_x, w_y, w_z$. Значения параметров процесса массопереноса – коэффициента диффузии и проекции скорости потока на декартовы оси координат – должны быть известными. Если компоненты скорости неизвестны, то уравнение (5.12) следует рассматривать совместно с дифференциальным уравнением движения (1.29) вязкой жидкости, при этом уравнение (5.12) невозможно решить в общем виде аналитическими методами. Впрочем, даже при известных и постоянных величинах компонент скорости w_x, w_y и w_z получить аналитические решения дифференциального уравнения в частных производных второго порядка относительно четырех независимых переменных в общем случае также невозможно.

Дифференциальное уравнение (5.12) получено для ламинарного течения среды-носителя. Однако и здесь, как и в процессах переноса теплоты, оказывается, что уравнение (5.12) остается справедливым и для турбулентного режима течения среды. Это происходит потому, что закон сохранения массы компонента остается тем же самым (уравнения (5.8)–(5.10)). Также сохраняется форма записи (5.6) закона конвективного и турбулентного (5.7) переносов.

Несмотря на одинаковую форму записи дифференциального уравнения массопереноса для ламинарного и турбулентного потоков, существует, однако, различие в коэффициентах молекулярной диффузии D и квазидиффузионного турбулентного переноса компонента $D_{\text{турб}}$, что изложено ранее.

5.3. МОДЕЛИ МАССООТДАЧИ

Для расчетов интенсивности процессов массообмена среды-носителя, движущейся, как правило, в турбулентном режиме, с поверхностью раздела этой среды с другой фазой необходимо получить решение уравнения переноса (5.12) с коэффициентом диффузионного переноса $D_{\text{турб}}$, сильно изменяющимся в зависимости от расстояния до границы раздела фаз. Кроме того, вблизи поверхности быстро изменяется скорость вязкой среды-носителя, поэтому получение значений компонент скорости из уравнения (1.29) не менее затруднительно. Следовательно, в общем случае рассчитывать на возможность аналитического решения задачи об интенсивности массообмена основного потока-носителя с поверхностью раздела фаз не приходится. Далее анализируются значительно упрощенные модели процесса массоотдачи.

В первую очередь рассмотрим две предельно простые модели, противоположные по физическим представлениям о процессах вблизи поверхности раздела фаз.

5.3.1. ПЛЕНОЧНАЯ МОДЕЛЬ

В основе этой модели лежит представление о наличии около поверхности раздела фаз (стенки) неподвижного слоя (пленки) среды-носителя (Н) и сильно турбулизованного ядра потока (Т) (рис. 5.3), в котором концентрация целевого компонента C_0 практически постоянна в направлении, перпендикулярном стенке. Концентрация компонента $C_{\text{гр}}$ на границе раздела фаз считается известной.

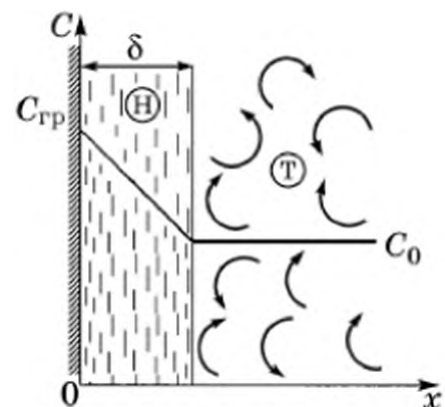
Рассмотрим уравнение переноса компонента (5.12) применительно к сформулированным упрощающим предположениям. Во-первых, рассматриваемая задача стационарна ($\partial C / \partial \tau = 0$) и одномерна ($\partial C / \partial y = \partial C / \partial z = \partial^2 C / \partial y^2 = \partial^2 C / \partial z^2 = 0$); кроме того, в неподвижном слое все компоненты скорости равны нулю: $w_x = w_y = w_z = 0$. Таким образом, в уравнении (5.12) все слагаемые, кроме первого в правой части, равны нулю согласно постановке задачи. Следовательно, равно нулю и само это слагаемое: $D(\partial^2 C / \partial x^2) = 0$. Но коэффициент молекулярной диффузии (в неподвижной пленке нет турбулентного переноса) не может иметь нулевого значения, и уравнение (5.12) для неподвижной одномерной пленки принимает относительно простой вид:

$$\frac{d^2 C}{dx^2} = 0, \quad (5.14)$$

где частная производная заменена на полную, поскольку концентрация целевого компонента в данном случае изменяется только в направлении x , т. е. поперек неподвижной пленки.

Рис. 5.3. Пленочная модель массоотдачи:

т – турбулентное ядро потока; н – неподвижный слой



Интегрирование уравнения (5.14) дает линейный профиль концентрации компонента поперек неподвижной пленки:

$$C = Ax + B. \quad (5.15)$$

Константы интегрирования A и B находятся из граничных условий (см. рис. 5.3): $C|_{x=0} = C_{\text{гр}}$ и $C|_{x=\delta} = C_0$. Подстановка решения (5.15) в эти граничные условия дает два простых уравнения: $C_{\text{гр}} = A \cdot 0 + B$ и $C_0 = A\delta + B$, из которых находятся константы $B = C_{\text{гр}}$ и $A = (C_0 - C_{\text{гр}})/\delta$.

Таким образом, явный вид поперечного профиля концентрации соответствует линейному соотношению:

$$C = C_{\text{гр}} - (C_{\text{гр}} - C_0)x/\delta. \quad (5.16)$$

Если известен профиль концентрации компонента вблизи поверхности раздела фаз, то можно вычислить наиболее существенную при расчетах массообменных процессов величину потока целевого компонента к поверхности раздела фаз. Величина потока определяется на основе закона молекулярной диффузии (5.1), в который подставляется производная концентрации при $x = 0$:

$$j_D = -D \frac{dC}{dx} \Big|_{x=0} = -D[0 - (C_{\text{гр}} - C_0) \cdot 1/\delta] = D(C_{\text{гр}} - C_0)/\delta. \quad (5.17)$$

Согласно формуле (5.17), поток j_D компонента от поверхности раздела фаз пропорционален разности концентраций $(C_{\text{гр}} - C_0)$, коэффициенту диффузии D и обратно пропорционален толщине δ неподвижной пленки.

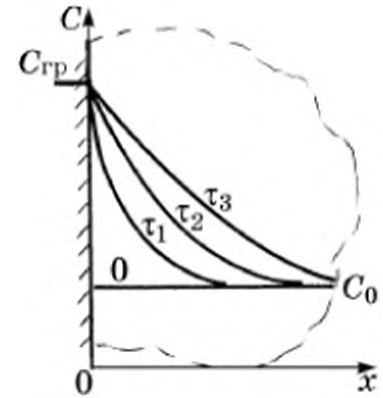
Существенно, что значение толщины пристенного слоя (пленки) не может быть получено из самой пленочной модели и для ее определения необходимо проводить опыты, в процессе которых должны измеряться величины j_D , $C_{\text{гр}}$ и C_0 ; значения коэффициента диффузии целевого компонента в среде-носителе берется из справочных данных. Такого рода опыты, к сожалению, не подтверждают прямой пропорциональности потока компонента значению коэффициента диффузии. Оказывается, что зависимость j_D от D заметно слабее прямой пропорциональности и соответствует степенной зависимости с показателем степени, меньшим единицы: $j_D \sim D^n$, $n = 0,6-0,7$. Такое несоответствие свидетельствует о слишком значительном упрощении реального процесса, основанном на допущении о существовании неподвижной пленки с резким переходом от неподвижной жидкости к полностью турбулизированному ядру потока при $x = \delta$. Физически очевидно, что переход от турбулентного ядра потока к пристенной пленке должен совершаться плавно и внутри самой пленки должно существовать какое-либо движение вязкой среды.

5.3.2. МОДЕЛЬ ОБНОВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Эта модель представляет собой совершенно иную гипотезу относительно поведения потока около стенки, противоположную гипотезе о наличии неподвижной пленки. Здесь полагается, что турбулентно пульсирующие в ядре потока объемчики среды беспрепятственно могут

Рис. 5.4. К модели обновления поверхности

достигать границы раздела фаз; некоторое время они могут находиться около стенки в неподвижном состоянии, а затем – уходить в ядро потока, уступая место у стенки новым объемчикам (рис. 5.4). Считается, что концентрация компонента на границе $C_{гр}$ остается неизменной и известной величиной, а каждый новый объемчик подходит к поверхности с одинаковой и равномерно распределенной концентрацией C_0 , равной концентрации компонента в ядре потока.



От поверхности раздела фаз начинается нестационарная диффузия целевого компонента внутрь только что подошедшего и неподвижно стоящего у поверхности объемчика. На рис. 5.4 показаны поля концентрации внутри объемчика в последовательные моменты $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$.

Дифференциальное уравнение процесса переноса массы внутри неподвижного объемчика – это уравнение (5.12), упрощенное применительно к сформулированным условиям процесса. Задача снова считается одномерной, следовательно, все производные концентрации по осям y и z равны нулю. Среда внутри объемчика неподвижна, поэтому все конвективные слагаемые дифференциального уравнения также равны нулю. Таким образом, в уравнении (5.12) остаются нестационарное слагаемое и слагаемое со второй производной концентрации по координате x .

Два из трех необходимых здесь условий однозначности (два по координате и одно по времени) в рассматриваемой модели очевидны – это постоянство концентрации ($C|_{x=0} = C_{гр}$) на левой границе объемчика и равномерная концентрация компонента по всему объемчику в начальный момент ($C|_{\tau=0} = C_0$). Второе граничное условие требует некоторого дополнительного упрощения, состоящего в предположении об относительно малом времени контакта объемчика со стенкой, в течение которого концентрация компонента на его противоположной от стенки стороне практически не успевает измениться. Такое предположение позволяет рассматривать процесс нестационарной диффузии развивающимся как бы в среде полубесконечной протяженности.

Итак, математическое описание процесса нестационарной диффузии компонента на основе модели обновления поверхности записывается в виде уравнений

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}; \quad C|_{\tau=0} = C_0, \quad C|_{x=0} = C_{гр}, \quad C|_{x \rightarrow \infty} = C_0. \quad (5.18)$$

Дифференциальное уравнение математического описания (5.18) является параболическим уравнением в частных производных второго порядка. Решение уравнения нестационарной диффузии в полубезграничный объем, удовлетворяющее всем условиям однозначности, – это так называемая функция ошибок (решение приводится без вывода):

$$\frac{C_{гр} - C(x, \tau)}{C_{гр} - C_0} = 1 - \operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{4D\tau}}, \quad (5.19)$$

где $\operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{4D\tau}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x/\sqrt{4D\tau}} \exp(-\chi^2) d\chi$ – функция верхнего предела не вы-

числяемого аналитически определенного интеграла, изменяющаяся в пределах от 0 до 1.

Анализ решения (5.19) показывает, что, во-первых, оно содержит единый аргумент $x/\sqrt{4D\tau}$, включающий в себя вполне определенную комбинацию исходных независимых переменных x и τ ; и, во-вторых, форма этого решения достаточно простая, если учесть, что функция ошибок табулирована. Следовательно, вычисляя единую переменную $x/\sqrt{4D\tau}$ для интересующих нас значений координаты x внутри объемчика и времени τ от начала процесса, с помощью таблиц для функции ошибок находится значение избыточной относительной концентрации компонента $(C_{\text{гр}} - C(x, \tau))/(C_{\text{гр}} - C_0)$. Относительная простота замкнутого аналитического решения (ср. с решением (3.41) аналогичной задачи нестационарной теплопроводности для ограниченной пластины и с иными граничными условиями) является следствием принятого упрощения граничного условия на бесконечности.

Для практических расчетов интенсивности массообменных процессов наибольший интерес представляет величина потока целевого компонента от поверхности к основной массе среды-носителя. В пределах рассматриваемой модели обновления поверхности поток компонента имеет чисто диффузионную природу, поскольку в интервале времени от начала ($\tau = 0$) до окончания ($\tau = \tau_k$) времени контакта объемчик считается находящимся около поверхности в неподвижном состоянии. Следовательно, поток компонента от поверхности вычисляется согласно закону молекулярной диффузии (5.5), в котором градиент концентрации $\operatorname{grad} C$ для одномерной задачи упрощается до производной концентрации по единственной координате x . Значение производной должно быть взято при $x = 0$, т. е. на самой поверхности: $j_D = -D(dC/dx)_{x=0}$. Вычисление производной состоит в дифференцировании решения (5.19), для чего необходимо брать производную по x от определенного интеграла, в котором переменная x содержится лишь в верхнем пределе. Используя известное правило дифференцирования определенного интеграла по параметру, получим выражение для мгновенного значения диффузионного потока:

$$\begin{aligned} j_D = -D(\partial C/\partial x)_{x=0} &= -D \left[-(C_{\text{гр}} - C_0)(2/\sqrt{\pi}) e^{-x^2/(4D\tau)} / \sqrt{4D\tau} \right]_{x=0} = \\ &= (C_{\text{гр}} - C_0) \sqrt{D/(\pi\tau)}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Согласно этому уравнению, поток целевого компонента от поверхности уменьшается во времени, что связано с непрерывным уменьшением градиента концентрации (см. рис. 5.4) как во всех внутренних точках рассматриваемого объемчика, так и у поверхности контакта фаз.

Среднее значение потока компонента j_D за время τ_k контакта объемчика с поверхностью определяется интегрированием величины мгновенного потока j_D по времени:

$$\bar{j}_D = \frac{1}{\tau_k} \int_0^{\tau_k} j_D d\tau = \frac{1}{\tau_k} \int_0^{\tau_k} (C_{гр} - C_0) \sqrt{D/(\pi\tau)} d\tau = 2(C_{гр} - C_0) \sqrt{D/(\pi\tau_k)}. \quad (5.21)$$

Представляет интерес сравнить полученный результат (5.21) с аналогичной формулой (5.17) для значения постоянного во времени потока целевого компонента, выведенной для условий пленочной модели процесса. В обеих формулах поток пропорционален разности концентраций $(C_{гр} - C_0)$, что подтверждается опытами по массоотдаче. Существенным различием соотношений (5.21) и (5.17) является характер влияния на величину потока значения коэффициента диффузии D . Согласно модели обновления поверхности, поток компонента пропорционален не первой степени D , как это было в пленочной модели, а корню квадратному из коэффициента диффузии $j_D \sim D^{0.5}$, что в большей степени соответствует результатам экспериментов.

Как и в пленочной модели, здесь имеется некоторый параметр, значение которого не определяется в рамках самой модели, и поэтому его численная величина должна находиться из опытов по массоотдаче. Таким параметром в модели обновления поверхности является время контакта τ_k объемчика с поверхностью. Опыты по определению τ_k довольно сложны и требуют использования современной электронной техники измерения высокочастотных пульсаций температуры твердой поверхности, к которой подходят и через некоторое время τ_k от которой отходят пульсирующие объемчики среды.

Таким образом, рассмотрены две предельные противоположные по смыслу модели процесса массообмена между поверхностью контакта фаз и основной массой среды-носителя, и естественно полагать, что действительный процесс массообмена соответствует некоторой промежуточной гидродинамической ситуации вблизи твердой поверхности.

5.3.3. О МОДЕЛЯХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ

Для процессов массообмена между движущейся средой и недеформируемой твердой поверхностью в некоторых простых случаях возможны приближенные аналитические или численные решения задачи о гидродинамическом и диффузионном пограничных слоях вблизи неподвижной поверхности раздела между текучей и твердой фазами.

В главе 1 указывалось на существование около неподвижной поверхности относительно тонкого слоя, в котором продольная скорость вязкой среды быстро уменьшается от нулевого значения на самой поверхности до значения скорости в основном потоке. Согласно наиболее распространенной гипотезе, существуют два таких слоя, причем в ближнем к стенке слое течение среды имеет ламинарный характер. Между ламинарным слоем и турбулентным ядром потока находится промежуточный слой, в котором силы молекулярного и турбулентного трения имеют сопостави-

мые значения, а скорость среды изменяется по логарифмическому закону. В турбулентном ядре поток среды также имеет логарифмический профиль скорости, но с иными, чем для промежуточного слоя, численными значениями коэффициентов, получаемых из соответствующих экспериментов (см. рис. 1.13 и соотношение (1.115)).

Анализ (здесь не приводится) показывает, что только для текучих сред, у которых отношение коэффициента кинематической вязкости $\nu = \mu/\rho$, $\text{м}^2/\text{с}$, к коэффициенту молекулярной диффузии D , $\text{м}^2/\text{с}$, равно единице, т. е. при $\nu/D = 1$, профили скорости и концентрации компонента совпадают. Под концентрационным (диффузионным) слоем понимают такой пристенный слой, в котором значение концентрации целевого компонента изменяется от $C_{\text{гр}}$ практически до C_0 .

Таким образом, для многоатомных газов и паров достаточно иметь аналитическое или численное решение задачи изотермического течения, т. е. достаточно знать распределение скорости около поверхности, чтобы из него фактически получить решение относительно концентрационного поля в движущейся среде. Дифференцированием профиля концентрации на поверхности раздела фаз и подстановкой значения производной в закон диффузии Фика (5.5) фактически решается задача о величине потока целевого компонента от поверхности к среде-носителю (или в обратном направлении). Некоторые решения такого рода для идеализированных условий, например, для идеально гладкой плоской поверхности, приводятся в специальной литературе.

Могут быть также получены некоторые решения для массообмена твердой плоской поверхности и потока вязкой капельной жидкости, для которой отношение $\nu/D \gg 1$, т. е. для жидкостей с повышенной вязкостью и относительно небольшим коэффициентом диффузии целевого компонента. Решение (как правило, приближенное) оказывается возможным здесь потому, что при $\nu \gg D$ резкое изменение концентрации у стенки происходит на значительно меньшем расстоянии от поверхности по сравнению с расстоянием, на котором происходит изменение скорости движения среды, т. е. толщина диффузионного пограничного слоя много меньше толщины слоя гидродинамического (рис. 5.5).

Погруженность диффузионного слоя в гидродинамический позволяет приближенно считать, что в пределах толщины δ скорость w является линейной функцией расстояния от стенки. Явный вид такой линейной зависимости для простых случаев получают из решения гидродинамической задачи, а затем используют этот линейный профиль скорости для подстановки его в дифференциальное уравнение (5.12), которое после этого может быть решено приближенными аналитическими или численными методами.

К сожалению, возможности решений такого рода ограничены самыми простыми случаями, и для сложных условий взаимодействия

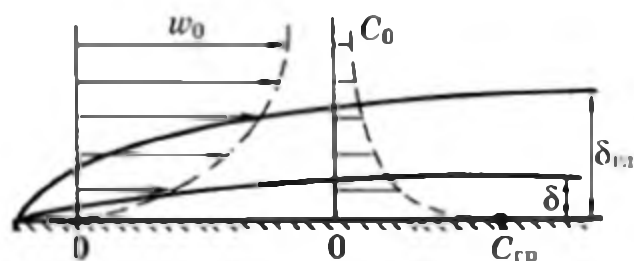


Рис. 5.5. Гидродинамический и диффузионный пограничные слои:

$\delta_{\text{гд}}$, δ – толщины гидродинамического и диффузионного пограничных слоев

неплоских поверхностей с потоками вязких сред наиболее надежные данные об интенсивности массообмена могут быть получены только опытным путем. Ситуация здесь еще более сложная по сравнению с теплообменными поверхностями, особенно для массообмена с подвижными, нефиксированными поверхностями в системах жидкость – пар, жидкость – газ, жидкость – жидкость. В таких системах сама поверхность массообмена является функцией гидродинамической обстановки процесса, как, например, изменяющаяся суммарная поверхность паровых пузырей или капель жидкостей. В теплообменных процессах, по крайней мере, поверхность теплопередачи обычно фиксирована твердой стенкой, разделяющей теплоносители.

5.3.4. УРАВНЕНИЕ МАССООТДАЧИ

Процесс массообмена поверхности раздела фаз и среды-носителя целевого компонента можно записать в форме соотношения пропорциональности потока компонента и разности его концентраций ($C_{гр} - C_0$) на границе раздела и в основной массе потока-носителя (среды):

$$j = \beta(C_{гр} - C_0), \quad (5.22)$$

где β – коэффициент массоотдачи, интегрально учитывающий всю сложную совокупность гидродинамических и концентрационных факторов, влияющих на интенсивность массообмена движущейся среды-носителя и поверхности; C_0 – концентрация компонента в основной массе потока-носителя.

Соотношение (5.22) называется *уравнением массоотдачи*; оно как бы заменяет собой попытки детального физико-математического анализа гидродинамических и диффузионных процессов вблизи границы раздела фаз. Примеры попыток анализа такого рода приведены ранее – это пленочная модель, модель обновления поверхности и анализ методом рассмотрения гидродинамического и диффузионного пограничных слоев. При использовании уравнения массоотдачи (5.22) вместо теоретического анализа ситуации вблизи поверхности раздела фаз фигурируют непосредственно опытные данные, получаемые из измерений коэффициентов массоотдачи β для конкретных условий массоотдачи.

Полезно вспомнить, что в теплообменных процессах аналогична ситуация с уравнением теплоотдачи (3.6), в котором коэффициент теплоотдачи α также суммарно учитывает сложную гидродинамическую и тепловую ситуацию в движущемся теплоносителе вблизи теплообменной поверхности, а численные значения α для конкретных условий теплообмена получают из соответствующих экспериментальных данных. Некоторым формальным отличием коэффициентов массоотдачи β от α служит лишь то, что при расчетах массообменных процессов могут использо-

ваться не только объемные концентрации компонента в среденосителе C , кг/м^3 , но и массовые, и молярные доли. В зависимости от этого размерности и численные значения коэффициента массоотдачи β могут быть различными (см. далее расчеты массообменных аппаратов).

Согласно уравнению массоотдачи в форме (5.22), коэффициент β имеет размерность: $[\beta] = [j]/[C] = \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})/(\text{кг}/\text{м}^3) = \text{м}/\text{с}$, и его физическое содержание соответствует массе целевого компонента, отдаваемой единичной поверхностью контакта фаз среденосителю (или от среды) в единицу времени при разности концентраций на поверхности и в среде ($C_{\text{гр}} - C_0$), равной 1 кг/м^3 . Коэффициент теплоотдачи α всегда имеет одинаковую размерность, поскольку причина переноса теплоты во всех случаях выражается только разностью температур, и различие здесь может быть только в принятых единицах измерения теплоты, температуры и времени: джоули или калории, градусы Цельсия или Фаренгейта, секунды или часы.

Как и в процессах теплообмена, при экспериментальном изучении кинетики (интенсивности, скорости) массообменных процессов обработка и представление опытных данных производятся с использованием методов теории подобия.

5.4. КРИТЕРИИ ДИФФУЗИОННОГО ПОДОБИЯ

Критерии диффузионного (массообменного) подобия получаются из основного дифференциального уравнения (5.12) переноса массы компонента в однофазном потоке, которое для вывода из него критериев подобия записывается в упрощенной, одномерной форме с заменой обозначения пространственной координаты на l . Тогда вместо уравнения (5.12) запишем

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + w \frac{\partial C}{\partial l} = D \frac{\partial^2 C}{\partial l^2}, \quad (5.23)$$

где полностью сохраняется принципиальное физическое содержание уравнения (5.12) и отдельных его слагаемых.

Правая часть уравнения (5.23), соответствующая интенсивности переноса целевого компонента вследствие молекулярной диффузии, делится на первое слагаемое левой части, которое отражает общую скорость изменения концентрации компонента в произвольной точке потока-носителя. При этом неизвестные значения производных концентрации по времени и по координате заменяются на пропорциональные им отношения конечных разностей, как это делалось и при выводе критериев теплового подобия:

$$D \frac{\partial^2 C}{\partial l^2} / \frac{\partial C}{\partial \tau} \sim D \frac{(C_{\text{гр}} - C_0)}{l^2} / \frac{(C_{\text{гр}} - C_0)}{\tau} = \frac{D\tau}{l^2}. \quad (5.24)$$

Диффузионный критерий Фурье $Fo_D = D\tau/l^2$ представляет собой меру отношения скорости изменения концентрации, вызываемой молекулярной диффузией, к суммарной общей скорости изменения концентрации в любой точке движущейся среды. По аналогии с нестационарными процессами кондуктивно-конвективного переноса теплоты диффузионный критерий Фурье часто называют безразмерным временем нестационарного процесса диффузионно-конвективного переноса массы компонента (ср. с выражением (3.53) для теплового критерия Фурье).

Деление конвективного слагаемого уравнения (5.23) на диффузионный член и аналогичная замена производных по координате на отношение конечных разностей дает еще один независимый критерий диффузионного подобия:

$$w \frac{\partial C}{\partial l} / D \frac{\partial^2 C}{\partial l^2} \sim w \frac{(C_{\text{гр}} - C_0)}{l} / \left(D \frac{(C_{\text{гр}} - C_0)}{l^2} \right) = \frac{wl}{D}. \quad (5.25)$$

Диффузионный критерий Пекле $Pe_D = wl/D$ есть мера отношения интенсивностей переноса компонента конвекцией и переноса молекулярной диффузией (см. аналогичный по смыслу тепловой критерий Пекле (3.52)).

Умножением и делением на кинематическую вязкость среды диффузионный критерий Пекле может быть представлен через критерий Рейнольдса и новый критерий – диффузионный критерий Прандтля (Шмидта):

$$Pe_D = \frac{wl}{D} \frac{\nu}{\nu} = \frac{wl}{\nu} \frac{\nu}{D} = Re Pr_D. \quad (5.26)$$

Диффузионный критерий Прандтля есть мера отношения вязкостных и диффузионных свойств движущейся среды-носителя: $Pr_D = \nu/D$.

Еще один важный для практических расчетов критерий диффузионного подобия получается из анализа условий массообмена у поверхности раздела фаз. Поскольку у самой поверхности всегда имеется ламинарный пристенный слой, поперек которого целевой компонент может передаваться только молекулярной диффузией, то поток компонента, записываемый согласно уравнению массоотдачи (5.22), можно записать еще и как диффузионный поток поперек ламинарной пристенной пленки (пограничного слоя):

$$\beta(C_{\text{гр}} - C_0) = D(\partial C / \partial n), \quad (5.27)$$

где n – направление по нормали к стенке.

Левое слагаемое делится на правое; затем неизвестное значение производной $\partial C / \partial n$ заменяется на пропорциональное отношение разности концентраций $C_{rp} - C_0$ к характерному геометрическому размеру системы l :

$$\beta(C_{rp} - C_0) / [D(\partial C / \partial n)] - \beta(C_{rp} - C_0) / [D(C_{rp} - C_0) / l] = \beta l / D. \quad (5.28)$$

Диффузионный критерий Нуссельта $Nu_D = \beta l / D$ (критерий Шервуда) есть мера отношения интенсивности массоотдачи от (к) поверхности к интенсивности диффузионного переноса, точнее – это отношение действительного количества компонента, передаваемого от (к) поверхности, к тому количеству, которое диффундировало бы поперек неподвижной пленки среды-носителя толщиной, равной характерному размеру l , при разности концентраций по обе стороны такой пленки $C_{rp} - C_0$. Аналогичную структуру и физическое содержание имеет тепловой критерий Нуссельта (3.55), полученный из условия (3.54), аналогичного условию (5.27).

Экспериментальные данные по определению коэффициентов массоотдачи β обрабатываются и представляются в виде зависимости диффузионного критерия Нуссельта от определяющих критериев Рейнольдса $Re = wl / \nu$, диффузионного критерия Прандтля $Pr_D = \nu / D$, а для нестационарных процессов – еще и от диффузионного критерия Фурье $Fo_D = D\tau / l^2$:

$$Nu_D = f(Re, Pr_D, Fo_D). \quad (5.29)$$

Для стационарных (неизменных во времени) процессов из набора определяющих критериев исключается критерий Fo_D , содержащий текущее время τ .

Если в объеме среды-носителя имеются зоны или точки с разными плотностями $\Delta\rho$, то в набор определяющих критериев вводится критерий Архимеда $Ar = gl^3\Delta\rho / (\rho\nu^2)$, а для геометрически неподобных систем добавляются геометрические симплексы $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots$.

Таким образом, экспериментальные данные по интенсивности массообмена, т. е. по величинам коэффициентов массоотдачи, обычно представляются в форме зависимости критерия $Nu_D = \beta l / D$ от определяющих критериев и симплексов геометрического подобия:

$$Nu_D = f(Re, Pr_D, Ar, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (5.30)$$

Явный вид функциональной зависимости f в значительной степени зависит от условий, при которых происходит конкретный процесс массообмена.

Опыты по определению значений коэффициентов массоотдачи β обычно оказываются более сложными по сравнению с опы-

тами по определению коэффициентов теплоотдачи α , поскольку измерять значения концентраций компонента, особенно на границе раздела фаз, оказывается сложнее, чем значения температур. Еще сложнее организовать эксперименты для изучения интенсивности массообменных процессов в системах с нефиксированной, подвижной границей раздела жидких и паровых (газовых) фаз.

Примеры конкретных корреляционных соотношений для Nu_D , получаемых обработкой экспериментальных данных, будут представлены в последующих главах применительно к конкретным процессам.

По корреляционным соотношениям типа (5.30) производится расчет диффузионного критерия Нуссельта, после чего вычисляется значение коэффициента массоотдачи:

$$\beta = Nu_p D / l. \quad (5.31)$$

5.5. УРАВНЕНИЕ МАССОПЕРЕДАЧИ

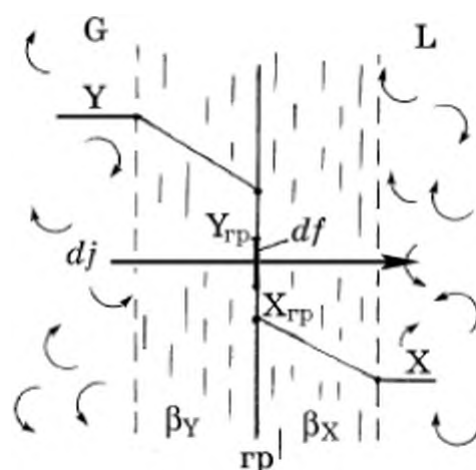
До сих пор кинетика массопереноса рассматривалась в пределах одной фазы. При этом в качестве потенциала переноса массы целевого компонента использовалась его объемная концентрация C , кг/м³.

Анализ кинетики массопереноса из одной фазы в другую через границу их раздела проводится с использованием относительной молярной доли целевого компонента, отнесенной к числу молей инертных сред-носителей Y и X , (кмоль к)/(кмоль ин). Поток компонента j выражается в (кмоль к)/(м² · с), а коэффициент массоотдачи β_Y – в (кмоль к)/(м² · с)/((кмоль к)/(кмоль ин)) = (кмоль ин)/(м² · с). Перенос целевого компонента из основной массы фазы G , где концентрация компонента Y , в фазу L , где его концентрация X , происходит поперек двух пристенных (пограничных) слоев одной и другой среды, последовательно проходимых потоком j (рис. 5.6):

$$j = \beta_Y(Y - Y_{гр}) = \beta_X(X_{гр} - X). \quad (5.32)$$

Численные значения разностей концентраций $(Y - Y_{гр})$ и $(X_{гр} - X)$ в общем случае не бывают равными, следовательно, коэффициенты массоотдачи β_Y от фазы G к границе раздела фаз и β_X от границы (гр) к фазе L также имеют разные численные значения.

Рис. 5.6. Двухслойная модель массопереноса



Расчет величины потока компонента j по уравнениям массоотдачи (5.32) требует информации о концентрациях компонента на границе раздела фаз $Y_{гр}$ и $X_{гр}$. Определение концентраций на границе, особенно на подвижной границе раздела, представляет значительные трудности. Поэтому расчеты интенсивности массопереноса из одной фазы в другую удобнее проводить по таким уравнениям, в которых концентрации компонента $Y_{гр}$ и $X_{гр}$ на границе раздела фаз отсутствуют.

Исключить величины $Y_{гр}$ и $X_{гр}$ из расчетных соотношений можно на основе *двухслойной модели* массопереноса, которая базируется на предположении о полном перемешивании основных масс фаз G и L в направлении, поперечном элементарной площадке df , так, что вне пределов слоев по обе стороны от границы концентрации Y и X постоянны. Дополнительно полагается существование линейного равновесного соотношения концентраций на границе раздела фаз: $Y_{гр} = Y^*(X_{гр}) = EX_{гр}$ (E – коэффициент пропорциональности в законе Генри).

Записывается элементарное количество целевого компонента dM , проходящее через элементарную площадку df границы раздела фаз в единицу времени: $dM = \beta_Y(Y - Y_{гр})df = \beta_X(X_{гр} - X)df$.

Подставим в это уравнение условие линейного равновесия на границе:

$$dM = \beta_Y(Y - EX_{гр})df = \beta_X(X_{гр} - X)df.$$

Последнее соотношение решается относительно разностей концентраций:

$$\begin{cases} Y - EX_{гр} = dM / (\beta_Y df), \\ X_{гр} - X = dM / (\beta_X df). \end{cases} \quad (5.33)$$

Второе равенство (5.33) умножается на коэффициент линейной равновесной зависимости E , после чего левые и правые части первого и второго равенств суммируются:

$$Y - EX = (1/\beta_Y + E/\beta_X)dM/df. \quad (5.34)$$

Левая часть равенства (5.34) представляет собой разность между действительной концентрацией целевого компонента в фазе G и его концентрацией в этой же фазе, которая была бы при равновесии с концентрацией компонента X в фазе L. Записывая для общности разность концентраций $Y - EX$ как $Y - Y^*(X)$ и решая равенство (5.34) относительно массы передаваемого компонента, получим

$$dM = \frac{1}{1/\beta_Y + E/\beta_X} [Y - Y^*(X)]df = K_Y [Y - Y^*(X)]df. \quad (5.35)$$

Уравнение (5.35) представляет собой *уравнение массопередачи* для элементарной поверхности контакта фаз, в котором

$$K_Y = 1/(1/\beta_Y + E/\beta_X). \quad (5.36)$$

Коэффициент массопередачи K_Y есть проводимость того пути, по которому целевой компонент переходит из одной фазы в другую. Знаменатель выражения (5.36) соответствует суммарному *диффузионному сопротивлению* двух последовательных приграничных слоев.

Численные значения коэффициента массопередачи равны количеству целевого компонента, передаваемого от одной фазы к другой в единицу времени через единицу поверхности контакта фаз при единичном значении движущей разности концентрации компонента. Размерность коэффициентов массопередачи получаем из уравнения (5.35) соответствует его физическому смыслу: $[K_Y] = [dM]/([Y - Y^*][df]) = (\text{кмоль к})/(\text{с} \cdot (\text{кмоль к})/(\text{кмоль ин}) \cdot \text{м}^2)$.

Отметим, что размерности коэффициентов массоотдачи β_Y и массопередачи K_Y совпадают, что естественно, поскольку они имеют аналогичное физическое содержание: это *диффузионные проводимости* частного пути от одной из фаз к поверхности их раздела и всего пути от одной фазы к другой, соответственно.

Полезно сравнить уравнение массопередачи (5.35) с уравнением теплопередачи (3.94), а коэффициент массопередачи (5.36) – с коэффициентом теплопередачи (3.95). Структура уравнений массо- и теплопередачи одинакова: количества массы целевого компонента и теплоты пропорциональны движущим силам процессов переноса, площадям поверхностей, через которые происходит перенос массы целевого компонента и теплоты, и проводимостям путей, по которым проходят соответствующие потоки. Различие состоит в выражении движущих сил процессов. Если процесс переноса теплоты происходит при наличии разности температур двух теплоносителей, то массоперенос из одной фазы в другую происходит в тех случаях, когда действительные концентрации целевого компонента в двух фазах (Y и X) отличаются от тех значений концентраций, которые соответствовали бы равновесному соотношению $Y^*(X)$. Вместе с тем в обоих случаях движущие силы процессов равны отклонению системы, состоящей из двух сред (теплоносителей или сред-носителей целевого компонента), от равновесного их состояния (теплого или концентрационного).

Структура выражений для коэффициентов тепло- и массопередачи также одинакова, так как в обоих случаях это величины,

обратные суммарным сопротивлениям процессам переноса теплоты и массы. При этом сами частные, последовательные сопротивления ($1/\alpha$ и $1/\beta$) традиционно выражаются через соответствующие частные проводимости (α и β) отдельных участков пути, по которым потоки переходят от одной среды к другой.

Различие коэффициентов тепло- и массопереноса K и K_Y состоит в наличии коэффициента E в одном из частных сопротивлений (E/β_X) массопереносу, тогда как в соответствующем термическом сопротивлении вместо такого коэффициента стоит единица ($1/\alpha_2$). Это связано с тем, что тепловое равновесие соответствует простому равенству температур теплоносителей ($t_1 = t_2$).

Еще одно различие в структуре коэффициентов K и K_Y , представленных формулами (3.95) и (5.36), состоит в наличии термических сопротивлений стенок, разделяющих теплоносители $\left(\sum_i \delta_i / \lambda_i \right)$,

и в отсутствии такого рода диффузионного сопротивления в структуре коэффициента массопередачи. Последнее различие не существенно, поскольку в процессах теплопередачи теплоносители в некоторых случаях могут контактировать непосредственно, не будучи разделенными стенкой (например, в конденсаторах смешения, см. гл. 3). В свою очередь массоперенос целевого компонента из одной фазы в другую может происходить через разделяющую эти фазы перегородку, и тогда диффузионное сопротивление перегородки δ/D_s , где δ – толщина проницаемой перегородки и D_s – эффективный коэффициент диффузии компонента через перегородку, добавляется в знаменатель выражения (5.36) для коэффициента массопередачи (например, в процессах массопередачи через мембраны, см. гл. 7).

Возвращаясь к анализу системы (5.33) уравнений массоотдачи, отметим, что если первое уравнение разделить на коэффициент пропорциональности равновесной зависимости E и затем сложить левые и правые части уравнений, то после аналогичной обобщающей замены $Y/E \rightarrow X^*(Y)$ это приводит к иной форме уравнения массопередачи, в котором движущая сила процесса выражена через разность равновесной и действительной концентраций компонента в жидкой фазе L :

$$dM = K_X [X^*(Y) - X] df, \quad (5.35a)$$

а коэффициент массопередачи K_X , хотя и сохраняет прежний физический смысл и структуру, но имеет несколько иной вид:

$$K_X = 1 / (1 / (E\beta_Y) + 1 / \beta_X). \quad (5.36a)$$

Движущие силы процессов массопереноса, как по одной, так и по другой фазе для краткости обозначаются в виде $\Delta Y = Y - Y^*(X)$ и $\Delta X = X^*(Y) - X$; их численные значения для конкретного процесса в общем случае не равны друг другу $\Delta Y \neq \Delta X$, и, следовательно, численно не равны и значения коэффициентов массопередачи $K_Y \neq K_X$, относимых к движущим силам по одной и по другой фазе.

Из соотношений (5.35) и (5.36) легко получить соотношение, связывающее коэффициенты массопередачи и движущие силы процесса, выражаемые по концентрациям в разных фазах:

$$\frac{K_X}{K_Y} = \frac{\Delta Y}{\Delta X} = E. \quad (5.37)$$

Движущие силы процесса массопередачи (отклонения от равновесного соотношения) по одной и по другой фазе наглядно изображены на графике в координатах $Y, Y^* - X$ (рис. 5.7) для некоторой произвольной точки $A(X, Y)$.

Величины движущих сил массообменных процессов могут быть выражены не только в относительных молярных концентрациях ((кмоль к)/(кмоль ин)). В последующих главах будут использованы иные способы выражения концентраций, как это принято для тех или иных конкретных массообменных процессов.

В равенствах (5.35)–(5.37) количество переносимого из одной фазы в другую целевого компонента и величины коэффициентов массопередачи отнесены к площади поверхности раздела фаз. Однако в некоторых случаях определение величины поверхности контакта фаз оказывается затруднительным, и тогда коэффициенты массопередачи могут быть отнесены не к единице поверхности массопередачи, а к единице объема, в котором происходит контакт фаз, обменивающихся целевым компонентом:

$$dM = K_{Y,v} \Delta Y dV = K_{X,v} \Delta X dV. \quad (5.38)$$

Объемные коэффициенты массопередачи $K_{Y,v}$ и $K_{X,v}$, как правило, используются только в системах с подвижной границей раздела фаз, где практически невозможно вычислить площадь поверхности. Такая ситуация имеет место, например, при барботаже паров или газов через слой жидкости или при массопередаче от капель одной жидкости к другой

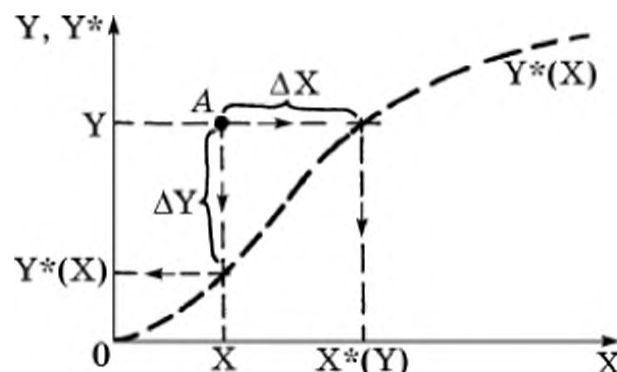


Рис. 5.7. Движущие силы (разность концентраций) массообменного процесса

в объеме эмульсии, где пузыри и капли дисперсной фазы могут сливаться друг с другом или дробиться, изменяя суммарную поверхность контакта фаз.

5.6. РАСЧЕТ МАССООБМЕННЫХ АППАРАТОВ С НЕПРЕРЫВНЫМ КОНТАКТОМ ФАЗ

Массообменные аппараты для систем газ (пар) – жидкость в большинстве случаев представляют собой вертикальные колонны. Жидкая фаза подается в колонну сверху и под действием силы тяжести стекает вниз, а газовая или паровая фаза движется противотоком снизу вверх.

Различают массообменные аппараты (МОА) двух основных типов: с непрерывным контактом фаз – так называемые *насадочные аппараты* (рис. 5.8, а), и со ступенчатым контактом фаз – аппараты тарельчатого типа (5.8, б).

Основной объем насадочной колонны заполняется беспорядочно насыпанной дисперсной *насадкой*, т. е. твердым материалом, химически инертным по отношению к обеим фазам и к целевому компоненту. Часто используются кольца Рашига. Назначение слоя насадки – создание значительной поверхности контакта жидкой и газовой (паровой) фаз в результате стекания жидкости по всей поверхности колец в виде пленки и прохождения газового потока в пустотах между кольцами и внутри колец. Поверхность контакта фаз приблизительно равна суммарной поверхности насадки, достигающей нескольких сотен квадратных метров в 1 м^3 мелких колец Рашига.

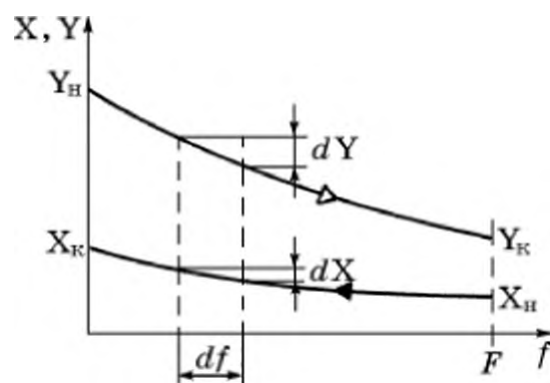
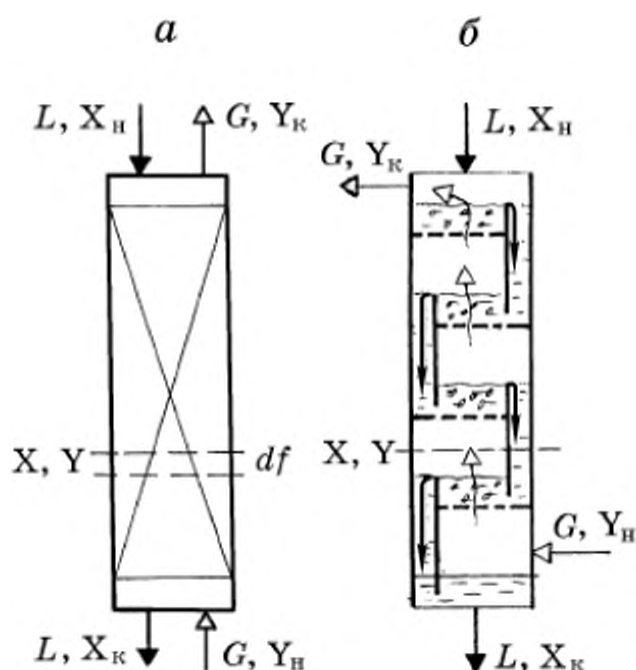


Рис. 5.8. Массообменные аппараты для систем жидкость – газ (пар)

Рис. 5.9. Изменение концентраций целевого компонента вдоль поверхности массопередачи противоточно-го массообменного аппарата

В тарельчатой колонне жидкая и газовая фазы контактируют только на тарелках, где газ барботирует через слой жидкости. Жидкость перетекает с верхней тарелки на нижнюю по вертикальным перетокам, а газовая фаза проходит снизу вверх через отверстия тарелок и всплывает в слоях жидкости в виде многочисленных пузырьков. Поверхностью контакта фаз в тарельчатых аппаратах является суммарная поверхность всех газовых пузырьков, одновременно находящихся в слоях жидкости на тарелках.

5.6.1. УРАВНЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОГО БАЛАНСА

Общий элемент расчета как насадочных, так и тарельчатых массообменных аппаратов – уравнения материальных балансов по целевому компоненту, которые здесь рассматриваются на примере работы насадочного аппарата.

Внутри аппарата мысленно выделяется элементарная поверхность контакта фаз df (рис. 5.8, а; 5.9), через которую из одной фазы в другую в единицу времени проходит элементарное количество dM целевого компонента. Предполагается, что компонент в направлении потоков-носителей переносится только за счет конвективного механизма (уравнение (5.6)), а продольным его переносом вследствие молекулярной диффузии (уравнение (5.5)) можно пренебречь.

Для стационарного процесса массопереноса баланс по целевому компоненту состоит в том, что сколько компонента dM на элементе df отдает газовая фаза, столько его получает и жидкая фаза:

$$dM = -GdY = -LdX, \quad (5.39)$$

где G и L – молярные расходы газа-носителя и жидкости, (кмоль ин)/с.

В балансовом уравнении (5.39) отрицательные знаки в левой и правой частях компенсируют отрицательные значения дифференциалов концентраций ($dY < 0$ и $dX < 0$) в направлении увеличения поверхности f МОА; количество передаваемого компонента принято считать всегда положительным ($dM > 0$).

Интегрируя уравнения (5.39), получим линейную зависимость между действительными концентрациями целевого компонента в газовой и жидкой фазах:

$$Y = (L/G)X + C_1. \quad (5.40)$$

Константа интегрирования C_1 находится из известных значений концентраций компонента в нижнем (или верхнем) сечении МОА: $Y|_{X=X_n} = Y_n$ (или $Y|_{X=X_k} = Y_k$). Считая известными начальную

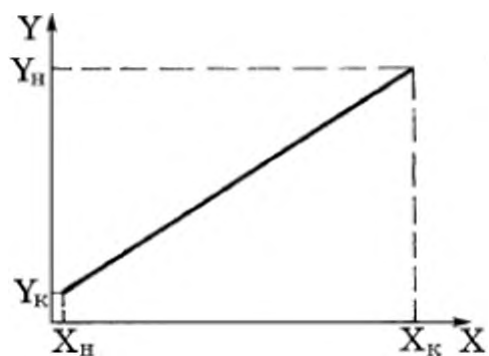


Рис. 5.10. Рабочая линия противоточного процесса массопередачи

концентрацию компонента в исходной газовой фазе Y_n и концентрацию в выходящей из аппарата жидкости, имеем: $Y_n = (L/G)X_k + C_1$. Подставив найденное значение $C_1 = Y_n - (L/G)X_k$ в уравнение (5.40), получим явный вид уравнения материального баланса для непрерывно действующего массообменного аппарата:

$$Y = Y_n - (L/G)(X_k - X). \quad (5.41)$$

Балансовое уравнение (5.41) широко используется при расчетах массообменных аппаратов; в координатах $Y - X$ это уравнение изображается прямой линией (рис. 5.10). Поэтому линейную связь между действительными (рабочими, реальными) концентрациями Y и X компонента в обеих фазах называют *рабочей линией процесса*.

Подстановка в балансовое уравнение (5.40) концентрационного условия в верхней части колонны и определение константы интегрирования C_1 дает несколько иную форму уравнения рабочей линии процесса: $Y = Y_k + (L/G)(X - X_n)$, которое, однако, остается прежним уравнением материального баланса аппарата по целевому компоненту.

Уравнение материального баланса (5.41), полученное для аппарата с непрерывным контактом фаз, остается справедливым и для МОА со ступенчатым контактом фаз. Действительно, уравнение (5.41), переписанное в форме $G(Y_n - Y) = L(X_k - X)$, представляет собой материальный баланс для нижней части аппарата, мысленно отсеченной произвольным сечением с концентрациями в этом сечении X и Y (см. рис. 5.8). Левая часть этого уравнения — количество компонента, отдаваемое газом в нижней части аппарата от его нижнего сечения до сечения произвольного, а правая часть — количество компонента, получаемое потоком жидкости в той же части МОА.

5.6.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ МАССООБМЕННОГО АППАРАТА

Анализ работы МОА обычно проводится при упрощающих предположениях: постоянные во времени и по длине аппарата расходы газа G и жидкости L перемещаются противотоком в режиме полного вытеснения (см. рис. 1.54, а); вдоль всего МОА постоянны значения коэффициента массопередачи $K_Y = \text{const}$, удельной поверхности контакта фаз σ (в $\text{м}^2/\text{м}^3$) и все свойства участвующих в массообменном процессе веществ.

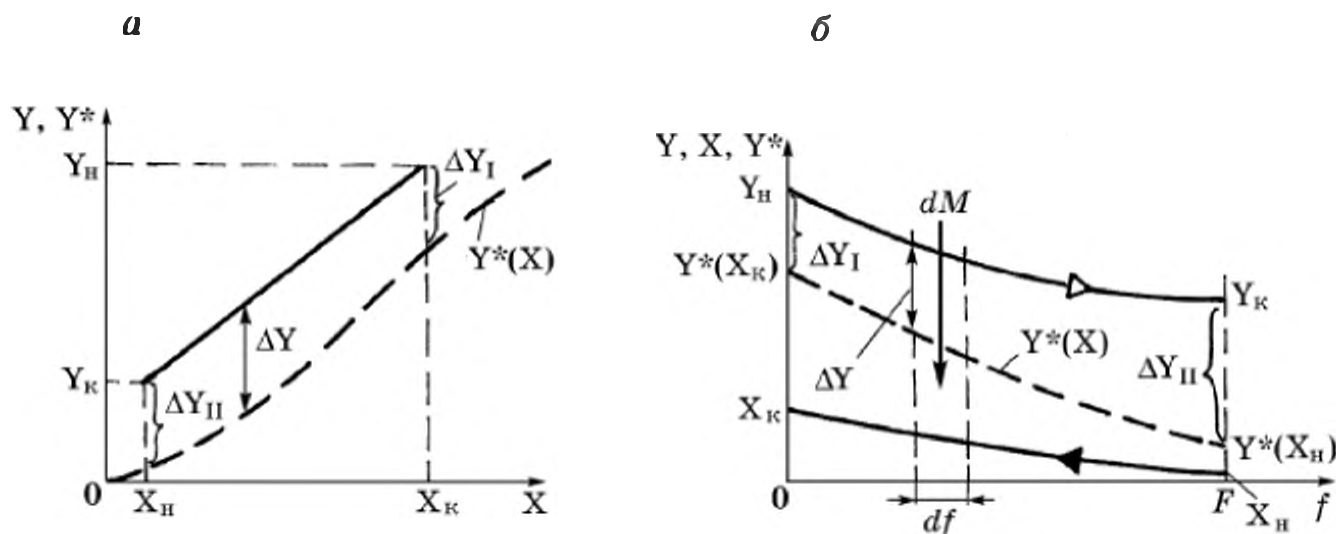


Рис. 5.11. Изображение непрерывного процесса в противоточном массообменном аппарате

Для расчета массообменного аппарата необходима исходная информация: данные о равновесии, как правило, в форме равновесного соотношения $Y^*(X)$; уравнение материального баланса (рабочей линии процесса); кинетические данные, позволяющие вычислять значения коэффициентов массоотдачи β_Y и β_X , по которым находится значение коэффициента массопередачи K_Y (см. соотношение (5.36)).

Рассмотрим вначале графические изображения процессов массопередачи в координатах $Y, Y^* - X$ и $Y, X, Y^* - f$ (рис. 5.11, а, б).

На графиках видно, что движущая сила процесса массопередачи не постоянная величина, она изменяется по поверхности массопередачи $\Delta Y = Y - Y^*(X) = \text{var}$. Следовательно, если при интегрировании уравнения массопередачи (5.35) по всей поверхности F контакта фаз в массообменном аппарате постоянную величину K_Y можно вынести за знак определенного интеграла, то движущая сила процесса, зависящая от переменной интегрирования f , должна оставаться под знаком интеграла:

$$\int_0^M dM = K_Y \int_0^F \Delta Y df.$$

Интегрирование в левой части дает общее количество M целевого компонента, передаваемое в МОА через его полную поверхность F контакта фаз, а в правой части, согласно теореме о среднем, интегрируемая функция $\Delta Y(f)$ может быть вынесена за знак определенного интеграла в виде ее среднего на интервале интегрирования значения:

$$M = K_Y \Delta Y_{\text{ср}} F. \quad (5.42)$$

В уравнении массопередачи (5.42) средняя по всей поверхности контакта фаз движущая сила процесса формально определяется через тот же интеграл от переменной движущей силы:

$$\Delta Y_{\text{cp}} = \frac{1}{F} \int_0^F \Delta Y df. \quad (5.43)$$

Соотношение (5.43) представляет собой определение понятия средней на интервале $0 - F$ величины и не дает возможности вычислять ΔY_{cp} , если не известна функциональная зависимость $\Delta Y(f)$ в явном виде.

Полезно сравнить уравнение массопередачи (5.42) и уравнение теплопередачи (3.97). Структура уравнений одинакова, как одинаково и физическое содержание отдельных величин, входящих в эти уравнения. Некоторое различие имеется в способах вычисления коэффициентов тепло- и массопередачи, о чем говорилось в предыдущем разделе, и в методах определения средней движущей силы процессов тепло- и массопереноса.

Вновь запишем элементарное количество целевого компонента как передаваемое через элементарную поверхность df и как отдаваемое газовой фазой:

$$dM = K_Y[Y - Y^*(X)]df = -GdY. \quad (5.44)$$

Решая второе равенство (5.44) относительно df и интегрируя в пределах всей поверхности массопередачи и, соответственно, – во всем диапазоне изменения концентрации компонента в газовой фазе $Y_{\text{н}} - Y_{\text{к}}$, получим соотношение для определения полной поверхности контакта фаз, которая необходима, чтобы обеспечить задаваемый диапазон концентраций в потоке газа:

$$F = -\frac{G}{K_Y} \int_{Y_{\text{н}}}^{Y_{\text{к}}} \frac{dY}{Y - Y^*(X)} = \frac{G}{K_Y} \int_{Y_{\text{к}}}^{Y_{\text{н}}} \frac{dY}{Y - Y^*(X)}. \quad (5.45)$$

Запишем уравнение материального баланса для всего аппарата, согласно которому вся масса M передаваемого компонента равна произведению расхода газа G на величину изменения концентрации компонента в газе или произведению расхода жидкой фазы L на разность концентраций компонента в потоке жидкости:

$$M = G(Y_{\text{н}} - Y_{\text{к}}) = L(X_{\text{к}} - X_{\text{н}}). \quad (5.46)$$

Из первого балансового равенства (5.46) величина расхода газа G выражается через количество передаваемого компонента M и соответствующую разность концентраций $G = M/(Y_{\text{н}} - Y_{\text{к}})$.

Подставив это равенство в кинетическое соотношение (5.45) и решив его относительно M , получим

$$M = K_Y \frac{Y_H - Y_K}{\int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{Y - Y^*(X)}} F. \quad (5.47)$$

Сравнение равенства (5.47) с уравнением массопередачи (5.42) приводит к выражению для средней движущей силы процесса массопередачи:

$$\Delta Y_{cp} = \frac{Y_H - Y_K}{\int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{Y - Y^*(X)}}. \quad (5.48)$$

Таким образом, определение необходимой поверхности F контакта фаз массообменного аппарата может быть проведено как по уравнению массопередачи (5.42), так и по соотношению (5.45). Однако и том, и в другом случае требуется вычислить интеграл от функции $1/[Y - Y^*(X)]$.

Под знаком определенного интеграла в равенстве (5.48) стоит отношение изменения концентрации компонента в газовой фазе dY на произвольном элементарном участке поверхности контакта фаз df к величине движущей силы процесса $\Delta Y = Y - Y^*(X)$ на этом участке (рис. 5.11, б). Это отношение $dY/[Y - Y^*(X)]$ называют числом единиц переноса, а сумму таких отношений во всем диапазоне изменения концентраций, т. е. определенный интеграл от числа единиц переноса – *общим числом единиц переноса* n_Y :

$$n_Y = \int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{Y - Y^*(X)}. \quad (5.49)$$

Используя введенное понятие числа единиц переноса в выражении для движущей силы процесса массопереноса, можно записать иное соотношение для n_Y :

$$n_Y = (Y_H - Y_K)/\Delta Y_{cp}, \quad (5.49a)$$

согласно которому общее число единиц переноса есть отношение общей разности концентраций компонента в газовой фазе к средней по всему МОА движущей силе процесса, что, по существу, повторяет определение понятия n_Y , соответствующее определяющей формуле (5.49). Индекс “Y” при обозначении числа единиц

переноса означает, что это понятие определено по концентрации компонента в газовой фазе. Аналогично рассматривается величина общего числа единиц переноса по концентрации компонента в жидкой фазе: $n_X = (X_K - X_H)/\Delta X_{cp}$. Численные значения n_Y и n_X в общем случае не совпадают.

Понятие общего числа единиц переноса, разумеется, не решает проблемы вычисления определенного интеграла; такая возможность связана только с конкретным видом равновесной зависимости $Y^*(X)$.

Рассмотрим вначале частный случай линейной равновесной зависимости $Y^*(X) = EX$. Подстановка такого вида равновесного соотношения под знак интеграла в равенстве (5.49) дает:

$$n_Y = \int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{Y - EX}.$$

Величина текущей концентрации компонента в

жидкой фазе X заменяется на текущую концентрацию в газовой фазе, согласно уравнению (5.41) рабочей линии процесса (материального баланса): $X = X_K - (G/L)(Y_H - Y)$, после чего под знаком интеграла остается функция, зависящая только от переменной интегрирования Y :

$$\int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{Y - EX_K + E(G/L)(Y_H - Y)} = \int_{Y_K}^{Y_H} \frac{dY}{(1 - EG/L)Y + E(G/L)Y_H - EX_K}. \quad (5.50)$$

Вычисление интеграла дает логарифмическую функцию, и после подстановки пределов интегрирования и полученного результата в формулу (5.48) получим следующее выражение для движущей силы процесса массопереноса:

$$\begin{aligned} \Delta Y_{cp} &= \frac{(Y_H - Y_K)(1 - EG/L)}{\ln \frac{(1 - EG/L)Y_H + E(G/L)Y_H - EX_K}{(1 - EG/L)Y_K + E(G/L)Y_H - EX_K}} = \\ &= \frac{Y_H - E(G/L)Y_H - Y_K + E(G/L)Y_K}{\ln \frac{Y_H - EX_K}{Y_K + E[(G/L)(Y_H - Y_K) - X_K]}}. \end{aligned} \quad (5.51)$$

Из уравнения материального баланса процесса (5.46) следует $(G/L)(Y_H - Y_K) = X_K - X_H$. Подстановка этого равенства в числитель выражения (5.51) дает: $Y_H - E(X_K - X_H) - Y_K = (Y_H - EX_K) - (Y_K - EX_H) = \Delta Y_I - \Delta Y_{II}$, где ΔY_I и ΔY_{II} — движущие силы на одном и на другом конце аппарата. Подставив это же балансовое равенство в знаменатель выражения под знаком логарифма, получим $Y_K + E(-X_H) = Y_K - EX_H = \Delta Y_{II}$.

Таким образом, при линейной равновесной зависимости $Y^*(X) = EX$ усредненная по всему аппарату движущая сила процесса массопередачи имеет вид:

$$\Delta Y_{\text{ср}} = \frac{\Delta Y_I - \Delta Y_{II}}{\ln(\Delta Y_I / \Delta Y_{II})}, \quad (5.52)$$

где ΔY_I и ΔY_{II} – движущие силы процесса массопередачи на концах аппарата.

Формула (5.52) совпадает с формулой (3.105) для средней разности температур теплоносителей в теплообменных аппаратах. Следует, однако, отметить, что для процессов массопередачи логарифмическая формула (5.52) получена не для любой равновесной зависимости $Y^*(X)$, а только для частного случая линейной зависимости, что справедливо, как правило, только для малых концентраций целевого компонента. Совпадение формул (5.52) и (3.105) объясняется тем, что равновесие для процессов теплопередачи – это также линейное соотношение температур теплоносителей с единичным множителем $t_1 = 1 \cdot t_2$ вместо множителя E для линейной равновесной зависимости в процессах массопередачи.

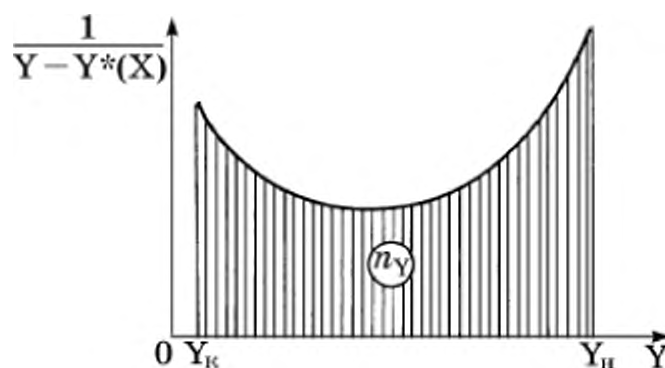
Как и для процессов теплопередачи, в формуле (5.52) безразлично, какая из движущих сил ΔY_I или ΔY_{II} больше, так как отрицательный знак логарифмической функции автоматически компенсирует отрицательное значение числителя, если $\Delta Y_I < \Delta Y_{II}$. Поэтому не имеет значения, к какому концу МОА относится движущая сила ΔY_I , а к какому ΔY_{II} .

Формула (5.52) позволяет вычислять не только $\Delta Y_{\text{ср}}$, но и общее число единиц переноса n_Y с помощью соотношения (5.49а).

В общем случае, когда равновесная зависимость $Y^*(X)$ имеет произвольный вид и может быть задана любым способом (в форме нелинейного алгебраического уравнения, графика или таблицы экспериментальных данных), значение определенного интеграла вычисляется любым приближенным методом.

В качестве примера рассмотрим универсальный графический метод, который часто используется при однократном вычислении интеграла, не требующем многократного вычисления при каких-либо изменяющихся параметрах. Вычисление базируется на геометрическом смысле определенного интеграла, согласно которому численное значение интеграла равно площади под подынтегральной функцией (рис. 5.12).

Рис. 5.12. Графический способ вычисления общего числа единиц переноса n_Y



Порядок построения графика иллюстрируется последовательностью заполнения столбцов табл. 5.1.

Таблица 5.1

К определению значения общего числа единиц переноса n_Y			
Y	X	$Y^*(X)$	$[Y - Y^*(X)]^{-1}$
Y_K	X_n	$Y^*(X_n)$	$[Y_K - Y^*(X_n)]^{-1}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
Y_i	X_i	$Y^*(X_i)$	$[Y_i - Y^*(X_i)]^{-1}$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
Y_n	X_K	$Y^*(X_K)$	$[Y_n - Y^*(X_K)]^{-1}$

Сначала производится разбивка интервала изменения концентрации компонента в газовой фазе $Y_n - Y_K$ на произвольное число малых интервалов. Затем для каждого из значений Y_i по уравнению материального баланса (5.41) вычисляются соответствующие значения действительных концентраций X_i в жидкой фазе, после чего по этим значениям находятся концентрации компонента $Y^*(X_i)$ в газовой фазе, которые были бы при равновесии газа с жидкостью, имеющей действительную концентрацию X_i . Наконец, для каждой строчки производится вычисление подынтегральной функции $[Y_i - Y^*(X_i)]^{-1}$ и по данным первой и последней колонок табл. 5.1 строится график подынтегральной функции, площадь под которым и дает значение искомого определенного интеграла.

Вычисленное значение интеграла, согласно определяющему соотношению (5.49), равно общему числу единиц переноса n_Y . Теперь по уравнению (5.49а) можно определить величину средней движущей силы процесса ΔY_{cp} .

Еще один графический метод определения величины n_Y называют *методом единичных объемов*. Этот метод не связан с определением площади, а состоит в построении прямоугольных ступенек в координатах $X - Y$ в интервале $Y_n - Y_K$ (рис. 5.13). Построение проводится следующим образом: между рабочей линией процесса (сплошная прямая линия) и равновесной кривой (пунктирная кривая) строится линия, являющаяся геометрическим местом точек деления пополам вертикальных отрезков между рабочей линией и равновесной кривой (сплошная кривая между рабочей линией и равновесной кривой). От произвольной точки A на рабочей линии проводится сначала горизонталь до точки C пересечения ее со сплошной линией, а затем эта горизонталь

Метод единичных объемов менее трудоемкий, но и менее точный по сравнению с методом графического интегрирования и используется обычно при равновесной зависимости $Y^*(X)$, не слишком сильно отличающейся от прямолинейной, и при близком расположении рабочей линии процесса и равновесной линии.

В заключение раздела о расчете необходимой поверхности массопереноса в аппаратах с непрерывным контактом фаз отметим, что величину этой поверхности можно определить как по формуле (5.45) через общее число единиц переноса, так и из уравнения массопередачи (5.42). В любом случае при равновесной зависимости общего вида необходимо тем или иным способом производить вычисление рассматриваемого здесь определенного интеграла; фактически обе формулы (5.45) и (5.42) представляют собой разновидности одного и того же метода расчета необходимой поверхности массопередачи (контакта фаз).

После определения величины поверхности массопередачи F производится расчет высоты колонного аппарата H , обеспечивающей найденное значение F . Удельная поверхность используемой насадки σ ($\text{м}^2/\text{м}^3$) обычно известна, и тогда из очевидного геометрического соотношения $F = HS\sigma$, где S – площадь поперечного сечения колонны, высота выразится в виде $H = F/(S\sigma)$, а подстановка сюда значения F , согласно соотношению (5.45), с учетом выражения (5.49) дает расчетную формулу:

$$H = \frac{G}{K_Y S \sigma} n_Y = h_{e.p} n_Y, \quad (5.53)$$

где $G/(K_Y S \sigma) = h_{e.p}$ – так называемая *высота единицы переноса*, представляющая собой некоторую высоту насадочного МОА, изменение концентрации на которой (δY) равно средней движущей силе $\bar{\Delta Y}$ массопереноса на этой высоте. Действительно, $H = h_{e.p} \cdot 1$, м, при $n_Y = \delta Y / \bar{\Delta Y} = 1$.

Из соотношения (5.53) следует, что высота единицы переноса $h_{e.p}$ обратно пропорциональна коэффициенту массопередачи K_Y . Следовательно, простота расчетной формулы (5.53) кажущаяся, поскольку, чтобы определить значение $h_{e.p}$, необходимо уметь вычислять значение K_Y ; а для вычисления коэффициента массопередачи K_Y , согласно формуле (5.36), необходимо иметь явный вид корреляционных соотношений типа (5.30), из которых находятся коэффициенты массоотдачи β_Y и β_X для обеих фаз.

Проведение опытов по определению значений β_X и β_Y , как уже было отмечено ранее, – довольно сложная и длительная процедура, требующая создания непростой экспериментальной установки, моделирующей условия реального процесса массо-

реноса. Поэтому для последующего использования опытных данных в инженерных расчетах методику проведения опытов несколько загроубляют и по результатам таких опытов вычисляют не значения коэффициентов массоотдачи β_y и β_x по каждой из фаз, а непосредственно высоту единицы переноса $h_{e.n}$. Преимущество таких интегральных опытов состоит в том, что при вычислении $h_{e.n}$ по экспериментальным данным не требуется находить площадь поверхности межфазного контакта, как это необходимо при вычислении значений коэффициентов массоотдачи.

Найденные по опытным данным значения $h_{e.n}$ представляют в виде корреляционного соотношения между $h_{e.n}$ и влияющими на нее критериями и симплексами подобия:

$$h_{e.n} = f(\text{Re}, \text{Pr}_D, \text{Ar}, \Gamma_1, \Gamma_2, \dots). \quad (5.54)$$

Явный вид функциональной зависимости (5.54), найденный как наилучшая аппроксимация экспериментальных данных, позволяет вычислять значения высоты единиц переноса $h_{e.n}$, вместо того чтобы находить значения коэффициентов массоотдачи β_y и β_x по иным корреляционным соотношениям типа (5.30), получаемым из более сложных опытов, и затем по формуле (5.36) вычислять значения коэффициента массопередачи K_y .

Отметим, что наиболее ответственный момент при расчетах площади поверхности массопереноса F или высоты насадочной колонны H – вычисление кинетической величины $h_{e.n}$ в формуле (5.53) или коэффициента K_y в той же формуле или в формулах (5.45), (5.42).

Расчет высоты колонны требует предварительного определения поперечного сечения колонны S , м². Поскольку в большинстве случаев колонны имеют круглое сечение, то расчет S сводится к определению диаметра колонны D_k . Согласно уравнению расхода

$$D_k = \sqrt{V_c / \left(\frac{\pi}{4} w_r \right)}, \quad (5.55)$$

где $V_c = G/\rho$ – объемный расход газа, м³/с; G и ρ – массовый расход газа и его плотность, кг/с и кг/м³.

Использование простого соотношения (5.55) требует, однако, информации о скорости w_r восходящего потока газа (пара). При малом значении w_r диаметр колонны получается значительным, а интенсивность процессов массоотдачи, зависящая от относительных скоростей фаз, снижается. Если же увеличивать скорость восходящего движения газа, то может быть соответственно уменьшен диаметр колонны, а процесс переноса массы целевого компонента интенсифицируется. Правда, при увеличении w_r повышается

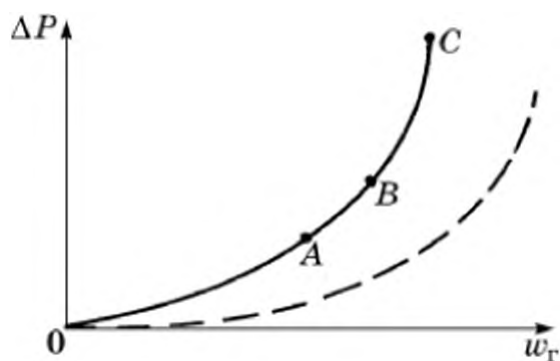


Рис. 5.14. Гидродинамические режимы работы насадочных МОА:

----- – сухая насадка; ——— – смачиваемая насадка: 0 – A – пленочный режим; A – B – режим подвисяния; B – C – режим эмульгирования

гидравлическое сопротивление колонны ΔP по газовому потоку и возрастают затраты энергии на перемещение газа вдоль колонны.

Вторым, более важным моментом, связанным с возможным увеличением скорости вертикального потока газовой фазы, является динамическое воздействие газа на стекающую по поверхности насадки пленку жидкости. Опыты показывают, что по мере увеличения скорости восходящего потока газа возможны различные гидродинамические режимы движения пленки, иллюстрируемые графиком на рис. 5.14. При небольших скоростях газа влияние газового потока на жидкую пленку настолько незначительно, что им можно пренебречь, и пленка жидкости стекает по поверхности насадки таким же образом, как и в неподвижной газовой среде (левая часть кривой до точки A – так называемый *пленочный режим стекания*). Повышение скорости потока приводит к заметному увеличению вертикальной силы трения газа о жидкую пленку, что вызывает подтормаживание пленки и увеличение ее толщины. Течение пленки при этом значительно турбулизируется; от ее поверхности могут отрываться отдельные брызги; интенсивность процесса переноса целевого компонента между газовым потоком и пленкой жидкости повышается. Такой режим называют *режимом подвисяния* (кривая между точками A и B).

При еще более высокой скорости газа возникает так называемый *режим эмульгирования*, при котором происходит приблизительное уравнивание сил тяжести и сил трения, действующих на жидкую пленку. В результате жидкая фаза накапливается в свободном объеме между частицами насадки, часть газового потока дробится на мелкие пузырьки внутри жидкости в местах ее накапливания. Режиму эмульгирования (отрезок кривой между точками B и C) соответствует максимальная интенсивность массопередачи, поскольку суммарная поверхность контакта фаз в этом режиме значительно возрастает за счет мелких пузырьков в жидкости. Однако при режиме эмульгирования происходит и одновременное резкое увеличение гидравлического сопротивления колонны. Основным же недостатком режима эмульгирования – его малая устойчивость при незначительных изменениях скорости газового потока, что препятствует широкому применению этого эффективного режима в промышленной практике.

Еще большее увеличение скорости газа приводит к уносу жидкости из вертикального аппарата, и потому такой режим в противоточных массообменных аппаратах не используется.

Границы между гидродинамическими режимами работы колонных аппаратов определяются только экспериментально и в значительной степени зависят от вязкости, плотности и поверхностного натяжения жидкости, а также от плотности и вязкости газа, от геометрической формы насадки и некоторых других факторов.

Обычно стремятся обеспечить такую скорость газа, при которой происходит надежная устойчивая работа насадочного аппарата ($w_{г.у}$); приблизительно это значение соответствует положению точки А на рис. 5.14. В качестве иллюстрации приводится одно из эмпирических соотношений, из которого может быть определено численное значение скорости устойчивой работы колонного аппарата с орошаемой насадкой:

$$\lg \{ [w_{г.у}^2 \sigma / (g \varepsilon)] (\rho_{г} / \rho_{ж}) \mu_{ж}^{0.16} \} = 0,079 - 1,75 (L / G)^{1/4} (\rho_{г} / \rho_{ж})^{1/8}, \quad (5.56)$$

где σ и ε – удельная поверхность ($\text{м}^2/\text{м}^3$) и порозность ($\text{м}^3/\text{м}^3$) насадки; g – ускорение силы тяжести, $\text{м}/\text{с}^2$; $\rho_{г}$ и $\rho_{ж}$ – плотности газа и жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$; $\mu_{ж}$ – вязкость жидкости, сП ; L и G – расходы жидкости и газа, $\text{кг}/\text{с}$.

Найденная таким образом скорость $w_{г.у}$ газа подставляется в уравнение расхода (5.55), по которому вычисляется необходимый диаметр насадочного массообменного аппарата.

5.7. РАСЧЕТ МАССООБМЕННЫХ АППАРАТОВ СО СТУПЕНЧАТЫМ КОНТАКТОМ ФАЗ

Напомним, что ступенчатый контакт между жидкой и газовой (паровой) фазами реализуется на отдельных тарелках, где мелкие пузырьки газа барботируют через слой жидкости; при этом целевой компонент переходит из одной фазы в другую через суммарную поверхность всех пузырьков (см. рис. 5.8, б).

При расчете необходимого для проведения массообменного процесса числа тарелок используется понятие о *степени изменения концентрации (теоретической тарелке)* – некотором гипотетическом участке аппарата, на котором при полном перемешивании фаз достигается равновесное соотношение концентраций в выходящих из такого участка потоках (рис. 5.15). Если выделенный на рис. 5.15, а участок между сечениями 1–1 и 2–2 (такой участок легче представить себе в виде отдельной, гипотетической тарелки) работает как ступень изменения концентрации,

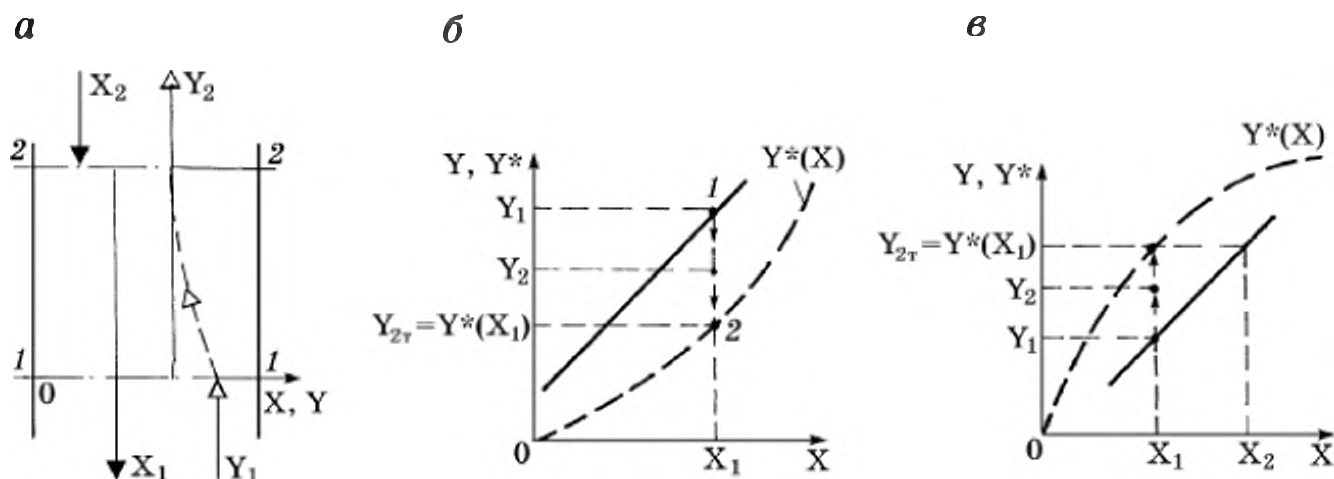


Рис. 5.15. К понятию теоретической ступени изменения концентрации (теоретической тарелки)

Сплошные линии соответствуют режиму перемешивания обеих фаз, пунктир – режиму вытеснения по потоку газа (а)

то значение концентрации в выходящем потоке газа (пара) $Y_{2т}$ должно быть равновесным с концентрацией X_1 в выходящем из элемента потока жидкой фазы: $Y_{2т} = Y^*(X_1)$. На графике в координатах $Y, Y^* - X$ (рис. 5.15, б) теоретическая тарелка соответствует прямоугольной ступеньке между рабочей линией процесса и равновесной зависимостью. Для процесса поглощения компонента из газового потока жидкостью такая ступенька строится от точки 1 с координатами (X_1, Y_1) на рабочей линии процесса: от этой точки нужно спуститься вертикально, т. е. при $X_1 = \text{const}$ до достижения равновесной зависимости $Y^*(X_1)$ (точка 2). Положение точки 2 на равновесной кривой и означает, что выходящий из теоретической тарелки газ будет иметь концентрацию $Y_{2т}$, равновесную с концентрацией компонента в выходящем потоке жидкости $Y_{2т} = Y^*(X_1)$.

При переходе целевого компонента в обратном направлении от жидкости в поток газа или пара, как это происходит в процессах десорбции и ректификации (см. далее), графическая иллюстрация работы теоретической тарелки представлена на рис. 5.15, в.

Число N_{th} ступеней изменения концентрации, обеспечивающее задаваемый интервал изменения концентраций компонента в газовой фазе, находится графически построением прямоугольных ступеней между рабочей линией и равновесной кривой и подсчетом числа таких ступеней (рис. 5.16). Последняя ступенька при этом должна перекрывать крайнее значение заданного интервала изменения концентраций целевого компонента.

Достижение равновесного соотношения концентраций в выходящих потоках при полном перемешивании фаз (или хотя бы одной из фаз, обычно жидкой) на теоретической тарелке означает

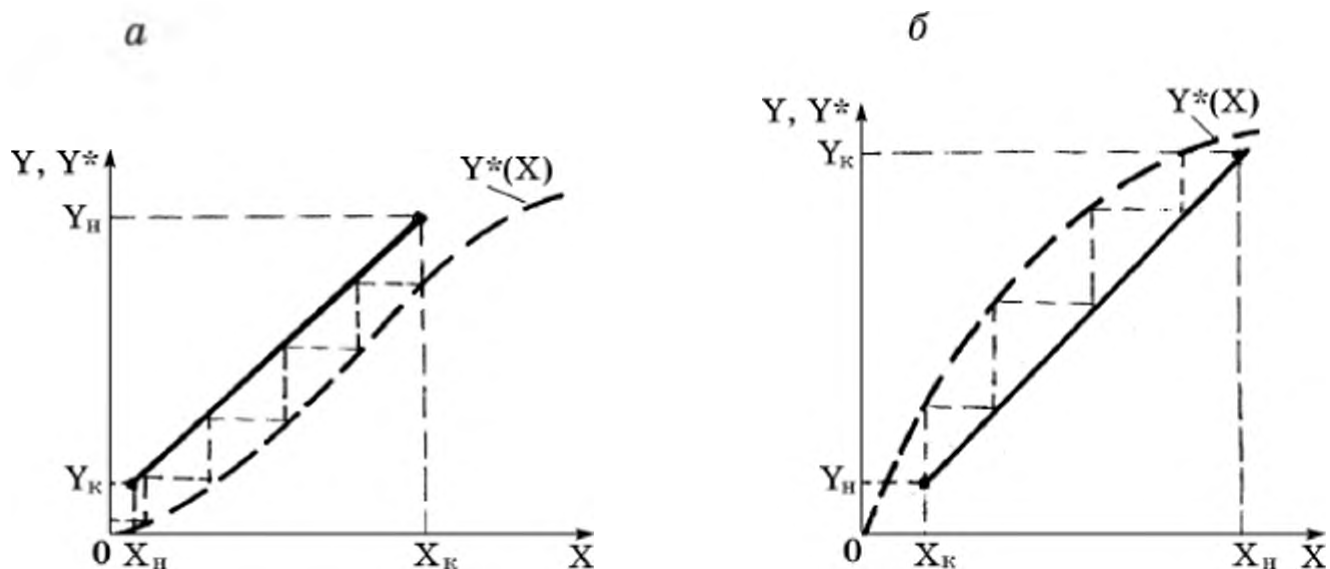


Рис. 5.16. Определение числа теоретических ступеней изменения концентрации N_{th} :

a – абсорбция; *б* – десорбция

равенство нулю одной из движущих сил процесса в формуле (5.52), поэтому и величина средней движущей силы на теоретической тарелке равна нулю, так как логарифм и от бесконечного, и от нулевого значения аргумента равен бесконечности. Чтобы при $\Delta Y_{cp} \rightarrow 0$ количество передаваемой массы M компонента на теоретической тарелке осталось конечной величиной, поверхность контакта фаз в таком предельном случае должна стремиться к бесконечности $F \rightarrow \infty$. Бесконечная поверхность контакта фаз, разумеется, не может быть реализована практически, поэтому на реальной тарелке концентрация в выходящем газовом потоке как бы “не дотягивает” до значения, равновесного с концентрацией компонента в выходящем потоке жидкой фазы. На рис. 5.15, *б* и *в* концентрации в газовой фазе, выходящей из реальных тарелок с полным перемешиванием жидкой фазы (или обеих фаз), отмечены значениями Y_2 ; при переходе компонента из газа в жидкость (рис. 5.15, *б*) $Y_2 > Y^*(X_1)$, т. е. газовая фаза отдает на реальной тарелке меньше компонента, чем отдавала бы на тарелке теоретической, а при переходе компонента в обратном направлении, т. е. из жидкости в газовый поток (рис. 5.15, *в*), газ получает от жидкости меньшее количество компонента, чем это было бы на теоретической тарелке ($Y_2 < Y^*(X_1)$).

Степень отличия эффективности работы реальной тарелки от работы теоретической тарелки оценивается отношением действительного изменения концентрации в газовом потоке ($Y_1 - Y_2$) к предельно возможному изменению ($Y_1 - Y^*(X_1)$) (см. рис. 5.15, *б* и *в*), которое достигалось бы на теоретической тарелке при полном перемешивании жидкой фазы (или обеих фаз):

$$\eta = \frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 - Y^*(X_1)}. \quad (5.57)$$

Значения числителя и знаменателя в определяющем соотношении (5.57) иллюстрируются графически соответствующими отрезками на рис. 5.15, б и в. Величину η называют *степенью извлечения* или *КПД реальной тарелки*.

Установим связь между степенью извлечения η на тарелке и величинами коэффициента массопередачи K_Y и поверхности F_K контакта фаз на реальной тарелке. Для этого вновь используем запись элементарного количества передаваемого компонента dM через бесконечно малую поверхность контакта фаз df на тарелке, согласно уравнению массопередачи и соотношению материального баланса, включающего в себя элементарное уменьшение концентрации компонента dY в газовой фазе (см. уравнение (5.44)).

После разделения переменных выполняется операция взятия определенного интеграла по всей поверхности массопередачи на тарелке в соответствующих всей поверхности пределах изменения концентрации компонента в газовом потоке от Y_1 до Y_2 :

$$- \int_0^{F_K} \frac{K_Y}{G} df = \int_{Y_1}^{Y_2} \frac{dY}{Y - Y^*(X)}. \quad (5.58)$$

Предполагается, что в пределах одной тарелки жидкая фаза полностью перемешивается и потому на выходе из тарелки X_1 равна значению концентрации компонента в жидкости на всей тарелке (рис. 5.15, а). Тогда значение концентрации в газе, равновесное с концентрацией в жидкости, в пределах одной тарелки можно полагать постоянным, т. е. $Y^*(X_1) = \text{const}$. А это позволяет легко вычислить определенный интеграл в правой части соотношения (5.58):

$$- \frac{K_Y}{G} F_K = \ln \frac{Y_2 - Y^*(X_1)}{Y_1 - Y^*(X_1)}. \quad (5.59)$$

При выполнении интегрирования предполагалось также, что в пределах одной тарелки коэффициент массопередачи K_Y можно считать величиной постоянной и вместе с расходом газа-носителя G вынести за знак интегрирования по поверхности контакта фаз.

В числителе под знаком логарифма вычитается и добавляется величина Y_1 :

$$\frac{Y_2 - Y_1 + Y_1 - Y^*(X_1)}{Y_1 - Y^*(X_1)} = \frac{Y_2 - Y_1}{Y_1 - Y^*(X_1)} + 1 = -\eta + 1.$$

Подстановка полученного результата под знак логарифма и потенцирование соотношения (5.59) приводит к следующему выражению для эффективности работы реальной тарелки (КПД по Мерфи):

$$\eta = 1 - \exp(-K_Y F_K / G). \quad (5.60)$$

Из полученного соотношения следует, что чем выше интенсивность процесса межфазного массопереноса через единицу поверхности контакта фаз (K_Y) и чем больше величина поверхности контакта фаз (F_K), тем ближе эффективность работы реальной тарелки к работе тарелки теоретической. В пределе при $K_Y F_K \rightarrow \infty$ степень разделения $\eta \rightarrow 1$, т. е. тарелка работает как теоретическая.

Соотношение (5.60) наглядно демонстрирует, что для оценки эффективности работы реальной тарелки необходимо уметь вычислять две непростые величины: коэффициент массопередачи K_Y и суммарную поверхность F_K всех пузырьков газа (пара), одновременно находящихся в объеме жидкости на тарелке. При проведении экспериментальных исследований значительно проще не пытаться измерять величины K_Y и F_K по отдельности, а вычислять по полученным из опытов данным непосредственно значения η для каждой реальной тарелки.

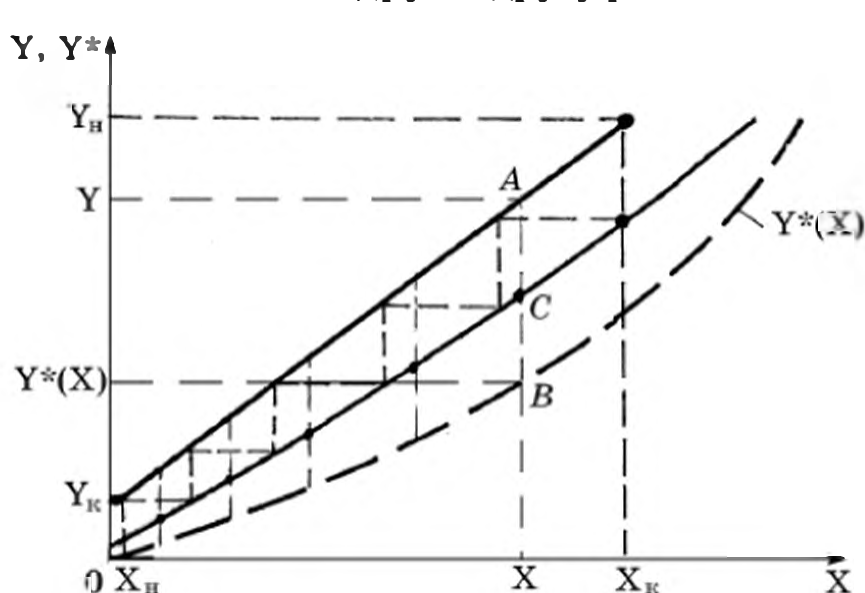
Для вычисления эффективности каждой реальной тарелки достаточно на работающей в непрерывном режиме экспериментальной установке измерить действительные (реальные, рабочие) концентрации компонента в газовой и жидкой фазах на входе и выходе из тарелки. Затем полученные разности концентраций целевого компонента ($Y_1 - Y_2$) сравнить с теми предельными разностями концентраций, которые должны были бы быть при достижении равновесия на каждой из тарелок ($Y_1 - Y^*(X_1)$), что, согласно определяющему соотношению (5.57), и дает значение η для каждой из тарелок. Это несравненно проще, чем пытаться измерять суммарную поверхность всех газовых пузырьков F_K , для чего существуют лишь сложные косвенные методы, поскольку простым фотографированием или киносъемкой в видимом спектре излучения получить неискаженное изображение пузырьков или струек газа внутри слоя жидкости оказывается весьма сложно. Еще сложнее определение коэффициента массопередачи K_Y по данным измерений, поскольку для тарельчатых МОА при этом необходимо знать величину F_K поверхности массопередачи и вычислить значения коэффициентов массоотдачи β_Y и β_X в обеих фазах, а для этого нужно уметь измерять концентрацию целевого компонента на границе раздела фаз.

В силу перечисленных здесь трудностей экспериментального измерения опытные данные по интенсивности массопередачи в

МОА со ступенчатым контактом фаз и режимом барботажа газа через слой жидкости чаще всего представляются в форме зависимости η от определяющих ее многочисленных параметров процесса. В наиболее простой, интегральной форме зависимости такого рода могут быть представлены как функции эффективности работы тарелки от значений концентрации компонента, например, в жидкой фазе: $\eta = \eta(X)$. Явный вид функциональной зависимости такого рода определяется из опытных данных.

Если для конкретных условий массообменного процесса явная зависимость типа $\eta(X)$ известна, то число реальных тарелок в МОА N , необходимых для проведения процесса массопередачи в заданном интервале изменения концентрации целевого компонента, определяется с помощью построения так называемой *кинетической кривой* (рис. 5.17). Метод построения кинетической кривой состоит в том, что каждый вертикальный отрезок между рабочей линией процесса и равновесной кривой, соответствующий величине движущей силы процесса $(Y - Y^*(X)) = \overline{AB}$ при соответствующих концентрациях компонента X в жидкой фазе, умножается на значение $\eta(X)$: $(Y - Y^*(X)) \cdot \eta(X) = \overline{AB} \cdot \eta = \overline{AC}$. Полученные таким образом значения действительных изменений концентрации (отрезки \overline{AC}) откладываются на вертикальных отрезках в направлении от рабочей линии к равновесной кривой. Геометрическое место точек концов таких отрезков представляет собой кинетическую кривую массообменного процесса, изображенную на рис. 5.17 сплошной кривой между рабочей прямой линией и пунктирной равновесной кривой.

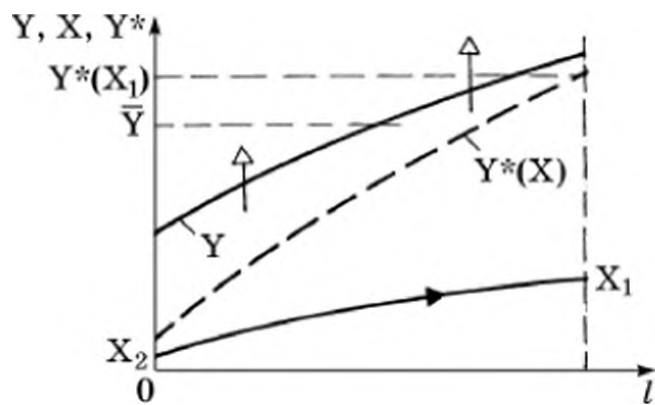
Между рабочей линией и кинетической кривой строятся прямоугольные ступеньки; их число и есть количество необходимых реальных тарелок N , которое тем больше, чем меньше КПД тарелок и чем ближе друг к другу располагаются кинетическая кривая



и рабочая линия процесса. При стремлении КПД к единице кинетическая кривая стремится к равновесной кривой, а число реальных тарелок N — к числу тарелок теоретичес-

Рис. 5.17. Определение числа реальных тарелок методом кинетической кривой

Рис. 5.18. К вопросу об эффективности работы тарелки с направленным движением потока жидкой фазы



ких N_{th} , т. е. к числу ступеней изменения концентрации.

В тех случаях, когда согласно опытным данным эффективность работы всех тарелок можно считать приблизительно одинаковой ($\eta \approx \text{const} = \bar{\eta}$), необходимое число реальных тарелок находят простым делением числа теоретических тарелок на среднее по всему МОА значение КПД: $N = N_{th} / \bar{\eta}$.

В заключение раздела об основах массообменных процессов полезно обратить внимание на то обстоятельство, что понятия о ступени изменения концентрации (теоретической тарелке) и об эффективности работы реальной тарелки (КПД по Мерфи) базируются на предположении о полном перемешивании обеих фаз или хотя бы одной только жидкой фазы. Именно при выполнении такого условия графическая интерпретация понятия теоретической тарелки соответствует прямоугольной ступеньке между рабочей линией процесса и равновесной кривой, а значение эффективности реальной тарелки не может превысить единицу.

Однако на реальных тарелках массообменных аппаратов полного перемешивания, разумеется, быть не может. Чаще всего жидкость совершает на тарелке движение от входного перетока к выходному в направлении, поперечном восходящему движению газового потока (см. рис. 5.23).

На рис. 5.18 представлены кривые изменения действительных концентраций компонента в жидкой и в газовой фазах и равновесной концентрации $Y^*(X)$ в горизонтальном направлении l , поперечном вертикальному потоку газовой фазы.

Концентрация в газовом потоке в поперечном газу направлении l увеличивается, поскольку порции газа, проходящие в левой части тарелки, контактируют с жидкостью, имеющей меньшую концентрацию компонента, а порции газа, проходящие в правой части тарелки, контактируют с жидкостью с большей концентрацией. В результате в левой части газ выходит из жидкости с меньшей концентрацией, а в правой части — с большей (верхняя кривая на рис. 5.18).

Среднее значение концентрации \bar{Y} в выходящем из слоя жидкости газовом потоке представляет среднюю интегральную величину кривой $Y(l)$ и, как это показано на рис. 5.18, она может ока-

заться меньше значения концентрации, равновесной с концентрацией в выходящем с тарелки потоке жидкой фазы: $\bar{Y} < Y^*(X_1)$. Такое неравенство означает, что реальная тарелка с направленным движением обеих фаз, т. е. без их перемешивания, может оказаться более эффективной по сравнению с теоретической тарелкой, на которой происходит перемешивание фаз (фазы). Соответственно и значение КПД (степени извлечения) на такой тарелке может быть большим единицы. При этом формула (5.60) для тарелки с направленными потоками фаз не может быть использована, поскольку при ее выводе предполагалось наличие полного перемешивания жидкости на всей тарелке. С другой стороны, метод нахождения числа реальных тарелок с помощью кинетической кривой остается справедливым и при использовании экспериментальных данных об эффективности тарелок с направленным движением газовой и жидкой фаз на тарелках.

Высота H тарельчатых МОА пропорциональна количеству реальных тарелок N и расстоянию $h_{м.т}$ между тарелками:

$$H = (N - 1)h_{м.т} + h_1 + h_2, \quad (5.61)$$

где h_1 и h_2 – высоты участков колонного аппарата под нижней и над верхней тарелками.

Расстояние между соседними тарелками, разумеется, должно быть больше высоты слоя жидкости на тарелке и определяется из условия практического отсутствия уноса брызг жидкости с нижней тарелки на соседнюю верхнюю газовым потоком. Интенсивность брызгоуноса зависит от скорости газа, от его вязкости, плотности и от скорости, вязкости и плотности жидкости. Скорость газов и паров в МОА обычно лежит в пределах $w_r = 0,3 - 0,8$ м/с. Несколько подробнее вопрос о выборе значений w_r и $h_{м.т}$ рассматривается в последующих разделах применительно к конкретным процессам абсорбции и ректификации.

Диаметр тарельчатого аппарата находится так же, как и диаметр насадочного МОА, т. е. по уравнению расхода (5.55).

5.8. АБСОРБЦИЯ

Абсорбцией называют процесс избирательного поглощения какого-либо газа или пара (целевого компонента) из газовой или паровой смеси жидким поглотителем – *абсорбентом*. Обычно целевой компонент (*абсорбтив*) не вступает в химическое взаимодействие с абсорбентом; такой процесс поглощения называют *физической абсорбцией*. Физическая абсорбция обратима, и на последующей стадии технологического процесса (де-

сорбции) поглощенный компонент может быть выделен из жидкого поглотителя физическими методами – путем повышения температуры жидкой фазы или понижения давления над поглотителем, содержащим поглощенный компонент.

В некоторых случаях абсорбтив образует с жидким поглотителем какое-либо химическое соединение; такой процесс называют *хемосорбцией*. Регенерация абсорбента после хемосорбции проводится с большими трудностями и только с помощью химических методов.

В данном разделе рассматривается физическая абсорбция, при проведении которой в сочетании с последующей десорбцией поглощенного компонента из жидкого поглотителя возможно многократное использование поглотителя в замкнутом цикле и непрерывное выделение абсорбтива в достаточно чистом виде.

Десорбцию из абсорбента не производят в тех случаях, когда конечным продуктом процесса поглощения целевого компонента является раствор этого вещества в жидком поглотителе.

Процесс абсорбции применяется в промышленности для решения нескольких задач:

- получения готового продукта в виде раствора улавливаемого компонента в жидком поглотителе (например, избирательное поглощение оксидов серы или азота водой при производстве серной и азотной кислот); именно в таких случаях процесс десорбции не нужен;

- очистки газовых выбросов от вредных для окружающей среды примесей (например, очистка топочных газов от оксида серы после сжигания серосодержащих топлив) или для очистки технологических газов от примесей, нежелательных при последующей переработке этих газов (например, очистка коксового, нефтяного и природного газов от сероводорода с помощью поглощения его метаноламином); десорбция поглощаемого компонента в таких случаях проводится только, если сам абсорбтив достаточно ценен и затраты на проведение энергоемкого процесса десорбции оправданы;

- выделения из газовых смесей каких-либо ценных компонентов (например, выделение паров бензола из коксового газа или ацетилена из крекинговых газов); в таких случаях после процесса собственно абсорбции непременно проводится десорбция улавливаемого компонента из жидкого поглотителя.

Общие вопросы концентрационного равновесия компонента в фазах и материальных балансов для непрерывных процессов и вопросы кинетики (скорости) переноса целевого компонента ранее в этой главе рассматривались преимущественно на примере типового (базового) процесса абсорбции. Поэтому далее будут

изложены лишь специфические моменты процессов избирательного поглощения, относящиеся непосредственно к промышленным процессам абсорбции.

При поглощении вещества из газового потока-носителя жидким поглотителем система состоит из трех компонентов (газа-носителя, жидкого поглотителя и улавливаемого вещества, $k = 3$), двух фаз (газовой и жидкой, $\Phi = 2$). Согласно известному правилу фаз Гиббса, такая система имеет число степеней свободы $C = k - \Phi + 2 = 3 - 2 + 2 = 3$. В процессах абсорбции эти три степени свободы реализуются как переменные величины: температура, давление и концентрация абсорбтива в одной из фаз; при этом концентрация компонента в другой фазе уже не может быть независимой величиной, а однозначно определяется значениями температуры, давления и концентрации в первой фазе. Равновесные зависимости такого рода выражаются законом Генри в форме второго уравнения (5.4) или в несколько иной форме, связывающей линейной зависимостью парциальное давление p^* растворяющегося компонента и его молярную долю в жидкости:

$$p^* = E_p x, \quad (5.62)$$

или в форме обратной функциональной зависимости $x^* = (1/E_p)p$.

Численное значение коэффициента E_p в значительной степени зависит от природы целевого компонента и абсорбента. Повышение температуры системы абсорбент – газовая (паровая) фаза уменьшает растворимость компонента в жидкости. Поэтому промышленные процессы абсорбции стремятся проводить при температурах не выше комнатных. Повышенное общее давление в газовой фазе также улучшает степень поглощения компонента жидкостью.

Если относить количество целевого компонента в газовой и жидкой фазах не к суммарному количеству вещества-носителя и компонента, а только к количеству носителя, то после пересчета концентрации по соотношению (5.2) вместо линейных соотношений (5.4) и (5.62) закон Генри принимает форму дробно-линейной функции: $Y^*(X)/[1 + Y^*(X)] = E_p/(1 + X)$, или

$$Y^*(X) = E_p X / [1 + (1 - E_p)X]. \quad (5.63)$$

Согласно равновесному соотношению (5.63), только при малых концентрациях X компонента, когда $(1 - E_p)X \ll 1$, можно принять $Y^*(X) \approx E_p X$.

Имеется значительное количество пар растворяемое вещество – жидкий растворитель (абсорбтив – абсорбент), которые не подчиняются относительно простому закону равновесия Генри. Для таких систем равновесную зависимость $Y^*(X)$ устанавливают на основе экспериментальных измерений концентраций компонента в жидкости X и соответствующих им равновесных концентраций Y^* в газовой фазе.

5.8.1. УРАВНЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНОГО БАЛАНСА

Материальный баланс по целевому компоненту для непрерывного процесса абсорбции получен ранее в форме линейного уравнения (5.41), связывающего значения действительных концентраций компонента в газовой (Y) и жидкой (X) фазах в произвольном сечении абсорбционного аппарата (см. рис. 5.8). Напомним, что на графике с координатами $X - Y$ соотношение материального баланса (5.41) представляет собой прямую линию, для которой отношение расходов L/G жидкой и газовой фаз есть тангенс угла наклона такой линии непрерывного процесса к оси абсцисс X (см. рис. 5.10).

Если в уравнении (5.41) вместо текущих значений концентраций компонента X и Y подставить концентрации в верхнем сечении колонны (см. рис. 5.8, a), то получится уравнение баланса целевого компонента для всего МОА (уравнение (5.46)), которое для последующего анализа удобнее записать в виде

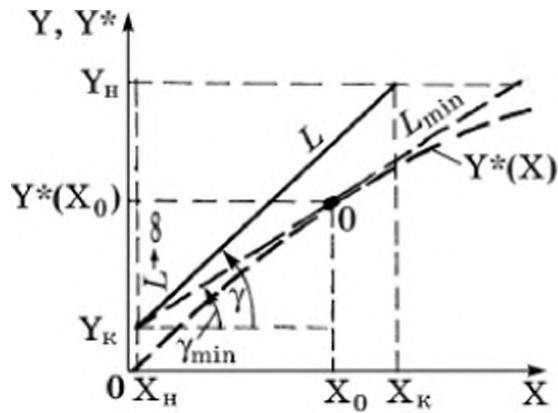
$$Y_{\text{н}} - Y_{\text{к}} = (L/G)(X_{\text{к}} - X_{\text{н}}). \quad (5.64)$$

При расчетах процессов абсорбции в МОА непрерывного действия обычно бывают заданы значения расхода газового потока (G), начальная и конечная концентрации компонента в газе на входе и выходе из аппарата ($Y_{\text{н}}$ и $Y_{\text{к}}$), а также концентрация компонента в жидком поглотителе ($X_{\text{н}}$) на входе его в абсорбер.

Значение концентрации $X_{\text{к}}$ в выходящем потоке жидкости обычно не задается, как и ее расход L . Таким образом, в балансовом уравнении (5.64) остаются две неизвестные величины. Одну из этих величин необходимо найти из каких-либо иных соображений, не обусловленных непосредственно самим уравнением материального баланса. Из уравнения (5.64) следует лишь то, что чем меньше значение расхода L жидкого поглотителя, тем больше будет значение концентрации целевого компонента $X_{\text{к}}$ в выходящем из аппарата абсорбенте. Это обстоятельство наглядно изображается в координатах $X - Y$ (рис. 5.19), где сплошной линией показано некоторое промежуточное положение рабочей линии процесса при расходе поглотителя, равном L , и концентрации компонента в выходящем потоке поглотителя $X_{\text{к}}$.

С увеличением расхода L жидкости увеличивается тангенс угла наклона $\text{tg} \gamma = L/G$ рабочей линии, которая по мере изменения значения L вращается вокруг фиксированной точки ($X_{\text{н}}$, $Y_{\text{к}}$), а значение $X_{\text{к}}$ уменьшается. При весьма больших расходах L , теоретически стремящихся к бесконечности, значения γ стремятся к $\pi/2$, рабочая линия стремится занять вертикальное положение, а $X_{\text{к}} \rightarrow X_{\text{н}}$. Однако проводить процесс абсорбции при больших расходах поглотителя нецелесообразно, если поглотителем

a



б

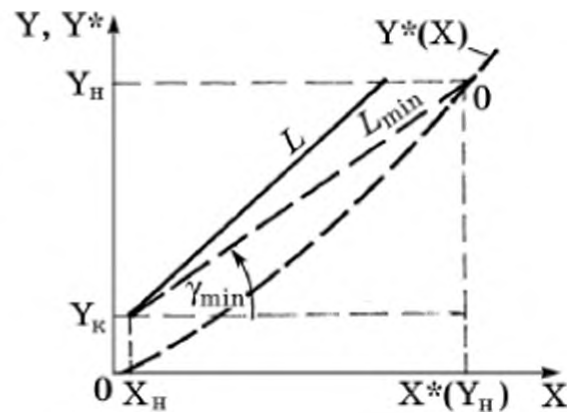


Рис. 5.19. К определению минимального расхода жидкого поглотителя при непрерывной абсорбции

служит какая-либо жидкость высокой стоимости. Кроме того, если жидкий поглотитель необходимо регенерировать с помощью его нагревания или тем более методом испарения поглотителя (см. рис. 5.27), то при большом расходе жидкости будет требоваться и большой расход теплоты на проведение процесса десорбции.

Из изложенного следует, что расход абсорбента выгоднее уменьшать, несмотря на уменьшение движущей силы процесса, выражающееся уменьшением расстояния между рабочей линией процесса и равновесной кривой; при этом одновременно происходит и увеличение необходимой поверхности F контакта фаз массообменного процесса (см. уравнение массопередачи (5.42)).

Существенно, что уменьшать расход поглотителя можно лишь до некоторого предела, определяемого таким положением рабочей линии, при котором у нее появляется общая точка (0) с равновесной кривой. Местоположение общей точки зависит от вида равновесной зависимости $Y^*(X)$ и от положения левой нижней точки рабочей линии, фиксированной заданными концентрациями Y_K и X_H .

5.8.2. МИНИМАЛЬНЫЙ РАСХОД ПОГЛОТИТЕЛЯ

Величину *минимального расхода поглотителя* L_{\min} можно определить из пунктирного треугольника на рис. 5.19, *a*, для которого $\operatorname{tg} \gamma_{\min} = [Y^*(X_0) - Y_K] / (X_0 - X_H)$. С другой стороны, из уравнения рабочей линии процесса (5.64) значение $\operatorname{tg} \gamma_{\min} = (L_{\min} / G)$. Из двух последних соотношений следует расчетная формула для определения минимального расхода поглотителя:

$$L_{\min} = G[Y^*(X_0) - Y_K] / (X_0 - X_H). \quad (5.65)$$

Значение X_0 проще всего определяется графически, для чего рабочую линию нужно вращать вокруг точки с задаваемыми ко-

ординатами (X_{Π}, Y_{κ}) до тех пор, пока она не коснется равновесной кривой $Y^*(X)$ или не пересечется с ней.

Формула (5.65) относится к наиболее общему виду взаимного расположения равновесной кривой и точки (X_{Π}, Y_{κ}) . В частном, но нередко встречающемся на практике случае, когда равновесная кривая не имеет выпуклой формы и близка к прямолинейной зависимости или имеет вогнутую форму, точка пересечения кривой $Y^*(X)$ и рабочей линии с уменьшающимся тангенсом угла наклона к оси абсцисс лежит на горизонтальной линии $Y = Y_{\Pi}$ (см. рис. 5.19, б). Абсцисса точки 0 пересечения рабочей линии при L_{\min} и равновесной кривой соответствует равновесному соотношению $X^*(Y_{\Pi})$. Расчетная формула для минимального расхода жидкого поглотителя в этом частном случае также находится из выражения для тангенса угла наклона γ_{\min} пунктирного треугольника: $\operatorname{tg} \gamma_{\min} = (Y_{\Pi} - Y_{\kappa})/[X^*(Y_{\Pi}) - X_{\Pi}]$. Из уравнения рабочей линии процесса (5.64) при L_{\min} вновь следует, что $\operatorname{tg} \gamma_{\min} = L_{\min}/G$. Приравнявая два разных выражения для $\operatorname{tg} \gamma_{\min}$, получим

$$L_{\min} = G(Y_{\Pi} - Y_{\kappa})/[X^*(Y_{\Pi}) - X_{\Pi}]. \quad (5.66)$$

Существенно, что работа абсорбера при расходе поглотителя, равном L_{\min} , практически невозможна, поскольку по всей поверхности контакта фаз движущая сила процесса массопередачи при таком расходе становится равной нулю, а сама поверхность массопередачи для достижения состояния равновесия должна стремиться к бесконечности. Поэтому после вычисления величины L_{\min} находят *действительный расход поглотителя*, который должен быть непременно больше минимального $L > L_{\min}$.

Выбор *коэффициента избытка поглотителя* по отношению к минимально возможному расходу L_{\min} зависит от большого числа факторов, влияющих на капитальные затраты (стоимость абсорбционно-десорбционной установки и т. п.) и на затраты эксплуатационные (стоимость теплоты, используемой для нагревания регенерируемого жидкого поглотителя, и т. п.). В большинстве случаев избыток поглотителя составляет от 20 до 80 % L_{\min} , т. е. $L = (1,2-1,8)L_{\min}$.

До сих пор мы полагали, что процесс абсорбции происходит изотермически, а это означает, что теплота, выделяющаяся вследствие собственно процесса растворения поглощаемого компонента в жидком поглотителе, пренебрежимо мала по сравнению с теплотой, которая была бы необходима для заметного повышения температуры потоков жидкости и газа.

В общем случае теплота растворения целевого компонента в жидком поглотителе учитывается уравнением теплового баланса непрерывного процесса абсорбции, согласно которому выделяющаяся в процессе

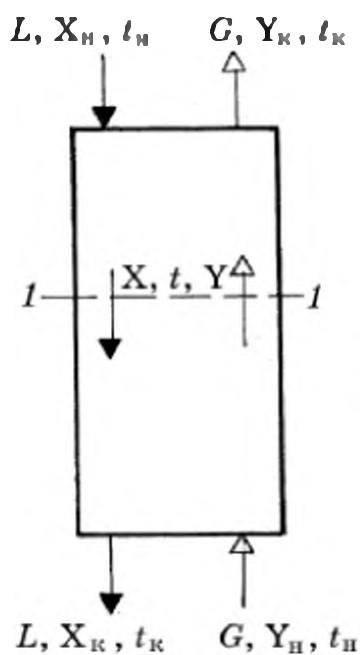


Рис. 5.20. К уравнению теплового баланса абсорбера

абсорбции теплота растворения расходуется на нагревание потоков жидкости и газа:

$$q_p L(X - X_n) = Lc_{ж}(t - t_n) + Gc_r(t - t_k), \quad (5.67)$$

где q_p — удельная теплота растворения компонента.

Уравнение теплового баланса (5.67) справедливо для части непрерывно действующего абсорбера, расположенной выше произвольного сечения $1-1$ (рис. 5.20). В этом уравнении принято, что в любом сечении абсорбера потоки жидкости и газа имеют одинаковую температуру t и, кроме того, потери теплоты в окружающую среду через стенки аппарата пренебрежимо малы.

Соотношение (5.67) можно дополнительно упростить, если учесть, что расходные теплоемкости газов (cG , кДж/(с · К)) обычно заметно меньше расходных теплоемкостей жидкости ($c_{ж}L$); при этом теплотой нагревания газового потока (второе слагаемое правой части) можно пренебречь и, таким образом, считать, что вся непрерывно выделяющаяся теплота растворения идет только на нагревание потока жидкого поглотителя. Тогда, решив упрощенное уравнение (5.67) относительно температуры t жидкости (и газа) в произвольном сечении, получим

$$t = t_n + (q_p/c_{ж})(X - X_n). \quad (5.68)$$

Возможное повышение температуры жидкости и газа в процессе абсорбции не изменяют уравнения (5.41) рабочей линии процесса, представляющего собой соотношение материального баланса по поглощаемому компоненту, справедливому также для части аппарата выше произвольного сечения $1-1$.

При обычных значениях отношения $q_p/c_{ж}$ и используемых концентрациях компонента в жидком поглотителе $(X - X_n)$ температура t_k абсорбента на выходе из аппарата превышает его начальную температуру на несколько градусов. Но и такое повышение температуры может в некоторых случаях заметно изменить равновесную зависимость $Y^*(X)$ вследствие, например, значительного влияния температуры на коэффициент Генри в уравнении

(5.62). Чем выше температура, тем выше располагается равновесная кривая $Y^*(X)$ на концентрационном графике и, следовательно, движущая сила процесса абсорбции с повышением температуры процесса уменьшается (см. рис. 5.21).

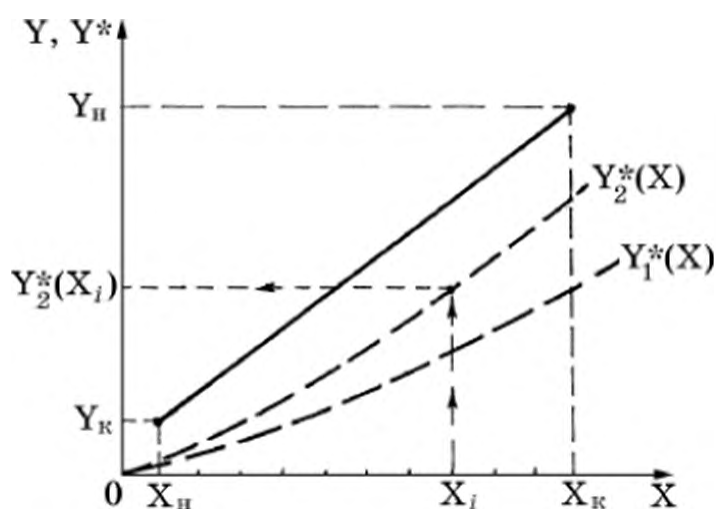


Рис. 5.21. Равновесные зависимости для изотермической $Y_1^*(X)$ и неизотермической $Y_2^*(X)$ абсорбции

Равновесная кривая $Y_2^*(X)$ для неизотермической абсорбции строится по отдельным точкам, соответствующим произвольным значениям концентрации компонента (X_i) в жидкой фазе в интервале $X_{II} - X_K$. Для каждого значения X_i вычисляется равновесная ему концентрация $Y^*(X_i)$ с учетом температуры t_i при этом значении X_i ; температура t_i находится из уравнения теплового баланса (5.68).

После того как равновесная зависимость, учитывающая изменение температуры абсорбента, построена, описанными ранее способами вычисляется значение средней движущей силы процесса по уравнению (5.52) или значение числа единиц переноса по уравнению (5.49).

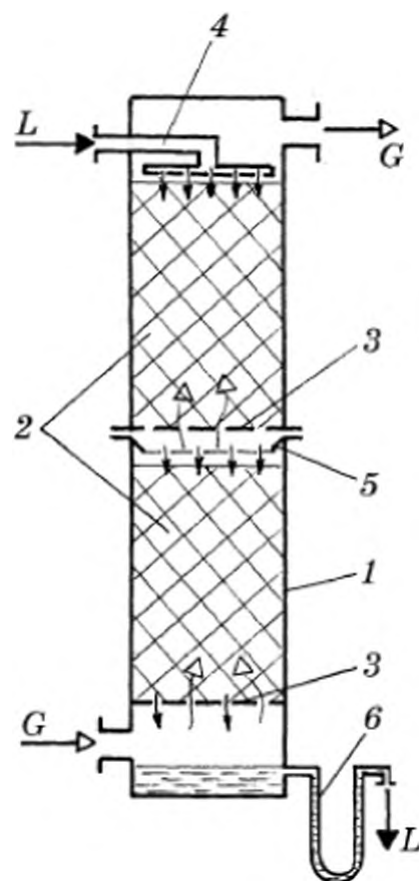
5.8.3. КИНЕТИКА АБСОРБЦИИ

Кинетика процессов абсорбции рассматривалась ранее в виде общей теории массообменных процессов. Для насадочных абсорберов (рис. 5.22) с непрерывным контактом фаз величины необходимой поверхности массопередачи или общее число единиц переноса для процессов абсорбции определяются по уравнениям (5.42) и (5.49); средняя по массообменной поверхности движущая сила процесса при линейной равновесной зависимости вычисляется по уравнению (5.52); коэффициент массопередачи находят через величины коэффициентов массоотдачи в газовой и в жидкой фазах, согласно формуле (5.36) и т. п.

Для тарельчатых абсорберов (рис. 5.23) необходимое число реальных тарелок находят через число теоретических тарелок и по значению КПД реальной тарелки (5.60) или методом кинетической кривой (см. рис. 5.17). Существенно, что при расчетах размеров абсорбционных аппаратов используются экспериментальные данные об интенсивности (кинетики) межфазного переноса целевого компонента в форме зависимости коэффициентов массоотдачи (β_x и β_y), или высоты единиц переноса ($h_{c,n}$) для насадочных абсорберов, или КПД (эффективности) реальных тарелок (η) от многочисленных параметров, влияющих на скорость массопереноса при конкретных параметрах процессов абсорбции.

Как и в любом ином процессе массопереноса (также и теплопереноса), при абсорбции

Рис. 5.22. Насадочная абсорбционная колонна:
1 – корпус; 2 – слой насадки; 3 – опорные решетки; 4 – распределитель жидкости; 5 – перераспределитель жидкости; 6 – гидравлический затвор



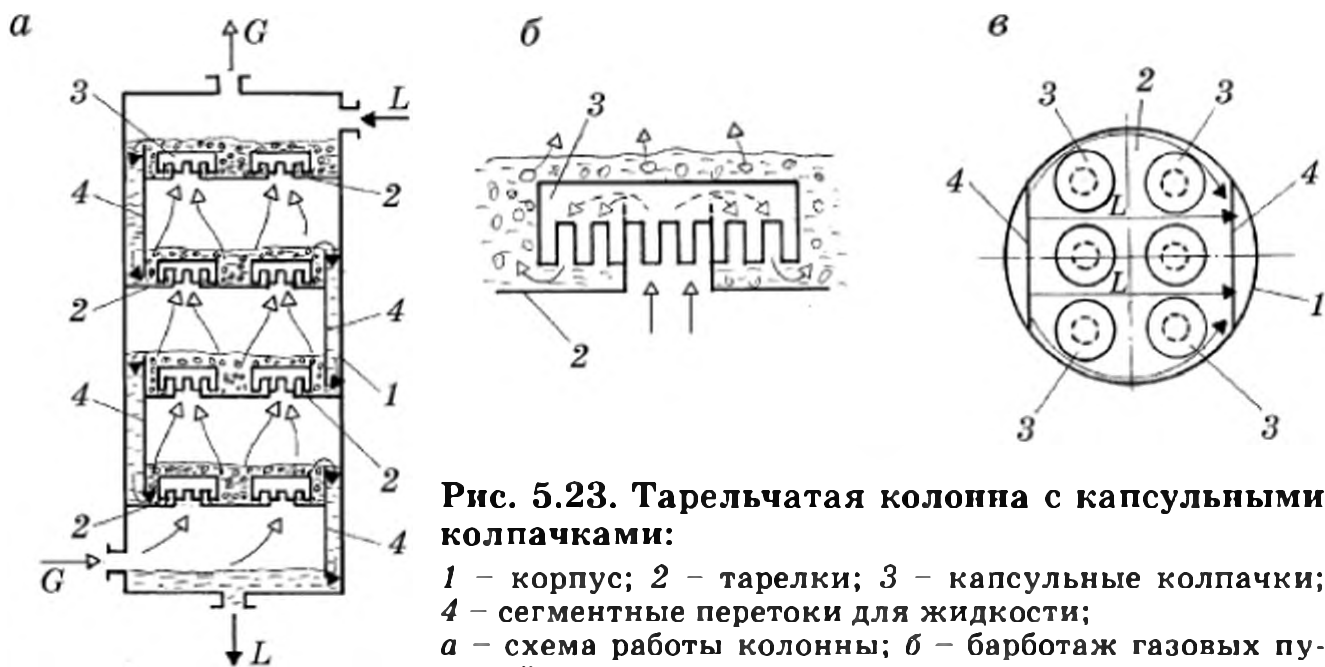


Рис. 5.23. Тарельчатая колонна с капсульными колпачками:

1 – корпус; 2 – тарелки; 3 – капсульные колпачки; 4 – сегментные перегородки для жидкости;
 а – схема работы колонны; б – барботаж газовых пузырей через прорезы колпачка; в – поперечное движение жидкости на тарелке

возможны частные случаи, в которых диффузионное сопротивление переносу целевого компонента в жидкой фазе оказывается пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлением переносу в газовой фазе ($1/(E\beta_x) \ll 1/\beta_y$), и тогда, согласно соотношению (5.36), можно принять коэффициент массопередачи приближенно равным коэффициенту массоотдачи от поверхности раздела фаз к газовому потоку ($K_y \approx \beta_y$). В обратном случае будет преобладать диффузионное сопротивление в жидкой фазе.

При расчетах процессов абсорбции по уравнению массопередачи (5.42) вместо молярных концентраций компонента в газовой фазе (Y , (кмоль к)/(кмоль ин)) могут использоваться его парциальные давления, при этом и коэффициент массопередачи должен быть выражен в соответствии с избранной величиной движущей силы процесса:

$$M = K_p \Delta p_{cp} F, \quad (5.69)$$

где Δp_{cp} – средняя по поверхности F массопередачи движущая сила процесса, вычисляемая по формуле $\Delta p_{cp} = (\Delta p_I - \Delta p_{II}) / \ln(\Delta p_I / \Delta p_{II})$; по физическому смыслу движущая сила процесса абсорбции в данном случае представляет собой разность между действительным парциальным давлением компонента в газе и давлением, равновесным с концентрацией компонента в жидкой фазе: $(p - p^*(X))$; Δp_I и Δp_{II} – движущие силы процесса абсорбции на одном и на другом конце аппарата, Па; K_p – коэффициент массопередачи, отнесенный к движущей силе в виде разности парциальных давлений целевого компонента в газе-носителе, (кмоль к)/(м² · с · Па).

Расчет высоты насадочных абсорберов при заданных значениях начальной Y_n и конечной Y_k концентрации компонента в газе-носителе и расхода газа G требует определения так называемой степени смачиваемости ψ поверхности насадки. Опыт промышленной эксплуатации абсорберов показывает, что стекающей сверху вниз пленкой жидкости

смачивается не вся суммарная поверхность насадки, а только 70–95 %. Степень смачиваемости зависит от плотности орошения Γ ($\text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) слоя насадки: $\Gamma = V_{\text{с.ж}}/(\pi/4 D_{\text{к}}^2)$, где $V_{\text{с.ж}}$ – объемный расход абсорбента, $\text{м}^3/\text{с}$; $\pi/4 D_{\text{к}}^2$ – площадь поперечного сечения колонны диаметром $D_{\text{к}}$, м^2 .

Значение степени (коэффициента) смачиваемости насадки может быть вычислено, например, по эмпирическому соотношению

$$\psi = 1 - A \exp(-C_1 \text{Re}_{\text{ж}}^n), \quad (5.70)$$

в котором критерий Рейнольдса для пленки жидкости $\text{Re}_{\text{ж}} = 4\Gamma/(\sigma \nu_{\text{ж}})$; $\nu_{\text{ж}}$ – кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$; σ – удельная поверхность насадки, $\text{м}^2/\text{м}^3$; безразмерные величины A , C_1 и n для различных насадок приводятся в специальной литературе (например, для колец Рашига размером 15–35 мм $A = 1,0$; $C_1 = 0,16$; $n = 0,40$).

Вследствие неполной смачиваемости поверхности насадки ($\psi < 1$) высота насадочного аппарата фактически должна быть большей, чем это следует из уравнения (5.53). Для определения реальной высоты насадки в знаменатель выражения (5.53) вводится коэффициент смачиваемости ψ .

Коэффициенты массоотдачи со стороны газовой фазы (здесь будет использовано обозначение $\beta_{\text{г}}$) и со стороны жидкости ($\beta_{\text{ж}}$) рассчитываются по корреляционным соотношениям, получаемым обработкой экспериментальных данных по кинетике абсорбции. В качестве примера приводится уравнение для расчета коэффициента массоотдачи от газовой фазы $\beta_{\text{г}}$, $\text{м}/\text{с}$:

$$\text{Nu}_{D_{\text{г}}} = 0,407 \text{Re}_{\text{г}}^{0,655} \text{Pr}_{D_{\text{г}}}^{0,33}. \quad (5.71)$$

Соотношение (5.71) получено для массоотдачи в слое кольцевой насадки; $\text{Nu}_{D_{\text{г}}} = \beta_{\text{г}} d_{\text{э}}/D_{\text{г}}$; $\text{Re}_{\text{г}} = w_0 d_{\text{э}}/\varepsilon \nu_{\text{г}}$; определяющий геометрический размер $d_{\text{э}} = 4\varepsilon/\sigma$ – эквивалентный диаметр каналов внутри слоя насадки, м ; $D_{\text{г}}$ – коэффициент диффузии компонента в газе-носителе, $\text{м}^2/\text{с}$; $w_0 = V_{\text{с}}/(\pi/4 D_{\text{к}}^2)$ – скорость газового потока на полное, т. е. не занятое насадкой, сечение аппарата, $\text{м}/\text{с}$; $V_{\text{с}}$ – объемный расход газа, $\text{м}^3/\text{с}$; $D_{\text{к}}$ – диаметр колонны, м ; ε – порозность слоя насадки; $\text{Pr}_{D_{\text{г}}} = \nu_{\text{г}}/D_{\text{г}}$ – диффузионный критерий Прандтля.

Поверхность массопереноса на тарелках абсорбционных аппаратов со ступенчатым контактом фаз (см. рис. 5.23) определять затруднительно, поэтому коэффициенты массоотдачи $\beta_{\text{г}}$ и $\beta_{\text{ж}}$ в таких случаях часто относят к поперечному сечению тарелки $S_{\text{т}}$ или к объему пены $V_{\text{п}} = h_{\text{п}} S_{\text{т}}$, где $h_{\text{п}}$ – высота слоя пены на тарелке. Коэффициенты массоотдачи $\beta_{\text{г,т}}$, отнесенные к поверхности тарелки, к объему пены $\beta_{\text{г,в}}$ и к поверхности контакта фаз $\beta_{\text{г}}$ на тарелке связаны следующими соотношениями: $\beta_{\text{г,т}} = \beta_{\text{г,в}} h_{\text{п}} = \beta_{\text{г}} \sigma_{\text{т}}$, где $\sigma_{\text{т}}$ – удельная межфазная поверхность, приходящаяся на единицу площади тарелки, $\text{м}^2/\text{м}^2$.

Пленочные абсорберы представляют собой аппараты с вертикальными поверхностями – параллельные плоскости или трубы (рис. 5.24), по которым стекает пленка жидкого абсорбента, а газ, отдающий жидкой пленке целевой компонент, проходит снизу вверх вдоль пленок (в трубчатых абсорберах – внутри труб).

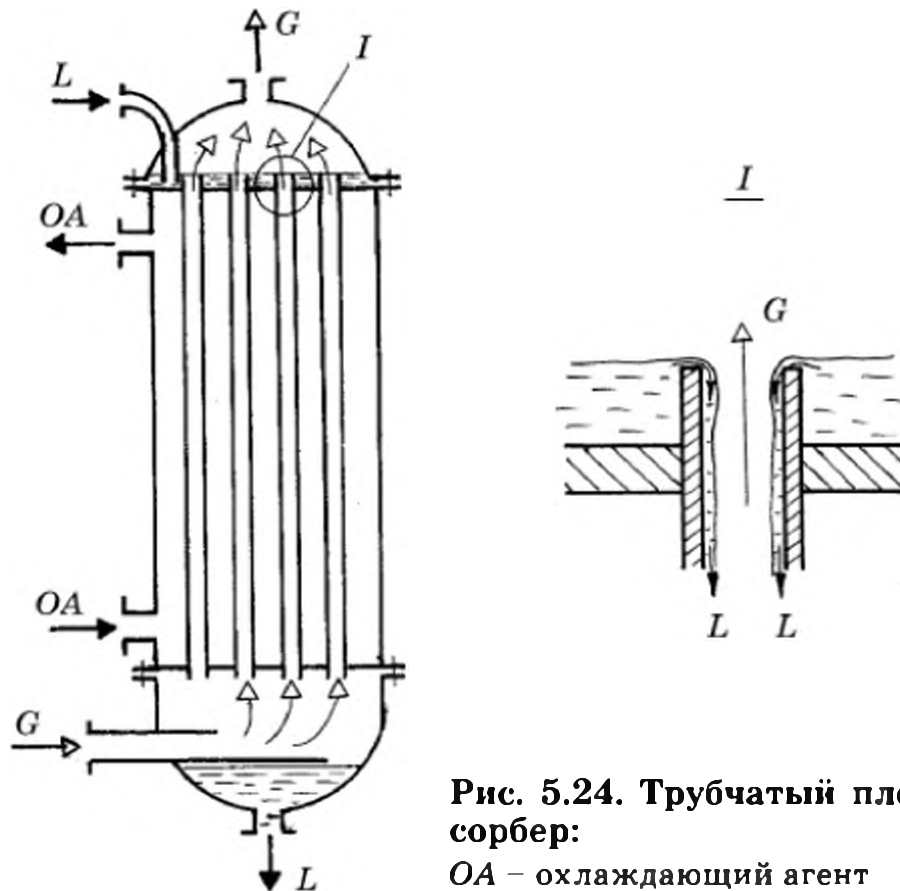


Рис. 5.24. Трубчатый пленочный абсорбер:

ОА – охлаждающий агент

Кинетика массопереноса в пленочных абсорберах может быть рассчитана по следующим корреляционным соотношениям:

– для коэффициента массоотдачи β_r от газового потока к наружной поверхности пленки:

$$Nu_{D,r} = (\lambda/8) Re_r Pr_{D,r}^{1/3}; \quad (5.72)$$

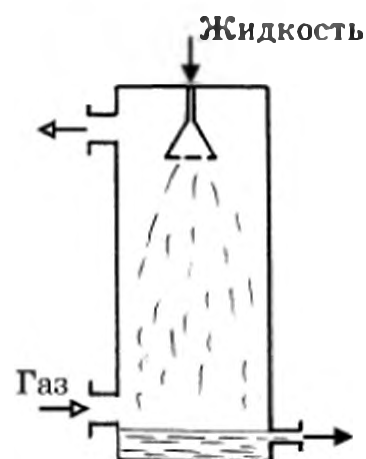
– для коэффициента массоотдачи компонента от наружной поверхности пленки к массе жидкости в пленке $\beta_{ж}$:

$$Nu_{D,ж} = B Re_{ж}^m Pr_{D,ж}^{0.5} (\delta/D)^p. \quad (5.73)$$

В уравнениях (5.72) и (5.73), приведенных здесь в качестве примера, $Nu_{D,r} = \beta_r d_3/D_r$ и $Nu_{D,ж} = \beta_{ж} \delta/D_{ж}$ – диффузионные критерии Нуссельта по газовой и жидкой фазам; d_3 – эквивалентный диаметр каналов, по которым проходит поток газа; $\delta = (v_{ж}^2/g)^{1/3}$ – приведенная толщина пленки жидкости; D_r и $D_{ж}$ – коэффициенты молекулярной диффузии компонента в газе и в жидкости; $Pr_{D,r} = \nu_r/D_r$ и $Pr_{D,ж} = \nu_{ж}/D_{ж}$ – диффузионные критерии Прандтля для газа и для жидкости; $Re_r = w_r d_3/\nu_r$ и $Re_{ж} = \bar{w} 4\delta/\nu_{ж} = 4\Gamma/\mu_{ж}$ – критерии Рейнольдса для газового потока и для жидкой пленки; \bar{w} – средняя по толщине пленки скорость ее нисходящего движения, определяемая по соотношениям (1.93); ν_r и $\nu_{ж}$ – кинематические вязкости газа и жидкости; Γ – массовая скорость орошения периметра поверхностей, кг/(с · м); λ – коэффициент трения потока газа о наружную поверхность жидкой пленки, определяемый по соотношениям (1.78) для внутренней задачи гидродинамики. Значения аппроксимационных коэффициентов B , m и p , полученные из опытов, оказываются функциями критерия $Re_{ж}$ и приведены в специальной литературе.

Рис. 5.25. Распылительный абсорбер

Распылительные абсорберы (рис. 5.25) представляют собой вертикальные колонные аппараты, во внутреннее пространство которых сверху распыливается жидкий поглотитель, а снизу вверх проходит поток газа-носителя с целевым компонентом. Кинетика переноса компонента от газа к падающим каплям жидкого поглотителя определяется диффузионным сопротивлением со стороны газа, так как возникающие внутри движущихся капель циркуляционные токи интенсивно перемешивают жидкость в каплях.



Коэффициент массоотдачи от газа к поверхности капель может быть определен по корреляционным соотношениям, получаемым на основе экспериментальных исследований. В качестве иллюстрации приведем пример соотношения такого рода:

$$\text{Nu}_{D,r} = 2 + 0,35\text{Re}^{0,58} \text{Pr}_{D,r}^{0,36} + 0,03\text{Re}^{0,54} \text{Pr}_{D,r}^{0,33}, \quad (5.74)$$

из которого вычисляется значение коэффициента массоотдачи $\beta_r = \text{Nu}_{D,r} D_r / d$, где d – диаметр капли.

Сложность использования расчетного соотношения (5.74) состоит в определении относительной скорости газа w и капли v , которую следует подставлять в критерий Рейнольдса: $\text{Re} = (w - v)d/\nu_r$. Если скорость газа обычно определяется по уравнению расхода $w = V_c / (\pi/4 D_k^2)$, где V_c – объемный расход газовой фазы; D_k – диаметр колонны, то скорость падения капли v в общем случае является величиной переменной и должна определяться из решения дифференциального уравнения (1.109) движения капли. В частном случае, когда капли невелики по размерам ($d \leq 0,05$ мм), относительную скорость газа и капли можно считать равной скорости витания капли, которая определяется по уравнению (1.108).

Найденная тем или иным способом скорость движения капли v дает возможность найти время пребывания капель в распылительном абсорбере и далее вычислить концентрацию целевого компонента в жидкой фазе на выходе ее из абсорбера.

5.9. КОНСТРУКЦИИ АБСОРБЦИОННЫХ АППАРАТОВ

По способу создания развитой поверхности контакта фаз между газом-носителем и жидким поглотителем абсорбционные аппараты можно подразделить на насадочные, тарельчатые, пленочные и распылительные.

Наибольшее распространение в промышленности получили *насадочные абсорберы* (см. рис. 5.8, а; 5.22), представляющие собой колонны, заполняемые твердой инертной в химическом отношении насадкой. Насадка в виде керамических колец, колец

с внутренними крестообразными или спиральными вставками, седлообразных элементов, проволочных спиралей, в форме деревянных реек и т. д. располагается высоким слоем на опорной решетке (решетках). Сверху на слой насадки подается жидкий поглотитель, который под действием силы тяжести стекает по поверхности насадки в форме тонкой пленки, обволакивающей каждый элемент насадки.

Поток газа подается в нижнюю часть колонны. Газ проходит по пустотам между элементами насадки, непрерывно контактируя с пленкой жидкости и передавая ей целевой компонент.

Движущийся вверх газовый поток оттесняет пленку жидкости от центральных зон колонны к ее внутренним стенкам. Чтобы избежать этого нежелательного гидродинамического эффекта, по высоте слоя насадки делают разрывы для установки простых перераспределительных устройств, которые возвращают жидкость от пристенных зон ближе к оси колонны.

Гидродинамические режимы противоточного движения потоков жидкости и газа в насадочных колонных аппаратах описаны ранее (см. рис. 5.14).

Основные преимущества насадочных колонных аппаратов по сравнению с массообменными аппаратами других видов состоят в относительной простоте конструкции и низком гидравлическом сопротивлении, которое оказывают насадочные аппараты газовому потоку (см. формулы (1.78) и (1.82)). Недостатки насадочных аппаратов – значительный вес высоких слоев насадки, вследствие чего требуются прочные поддерживающие решетки и массивные опоры для установки высоких колонн большого диаметра.

Тарельчатые абсорберы (см. рис. 5.8, б и 5.23) представляют собой вертикальные колонны, внутри которых на некотором расстоянии друг от друга размещены горизонтальные перфорированные тарелки. На тарелках с помощью сливных порогов поддерживается слой жидкости, через который в виде мелких пузырьков барботирует газ. Жидкий поглотитель имеет общее направление движения сверху вниз, а на каждой тарелке жидкость перемещается от входного переточного устройства к выходному. Поверхностью контакта газовой и жидкой фаз, т. е. поверхностью переноса массы целевого компонента от газаносителя к жидкому поглотителю, является суммарная поверхность всех газовых пузырьков внутри слоев жидкости и внутренняя поверхность в пене, которая может возникать над слоями жидкости.

При работе колпачковых тарелок (см. рис. 5.23, б) газовая фаза проходит в вертикальные патрубки и, встречаясь с колпач-

ком 3, изменяет направление движения и выходит из прорезей колпачка в слой жидкости в виде цепочек пузырьков и газовых струек из каждой прорези. Жидкая фаза под действием силы тяжести перемещается с верхней тарелки на нижнюю по сегментным перетокам 4. На каждой тарелке жидкость перемещается от питающего эту тарелку перетока к сливному порогу, через который жидкость опускается на нижнюю тарелку по следующему перетоку (см. рис. 5.23, в).

В зависимости от величины скорости газа различают три основных режима работы тарельчатых массообменных аппаратов. При малых скоростях реализуется *барботажный* (пузырьковый) режим, при котором газ проходит через слой жидкости в виде индивидуальных пузырьков. При больших скоростях над слоем жидкости, насыщенной мелкими пузырьками газа, возникает слой пены; суммарная поверхность контакта фаз в таком *пенном режиме* увеличивается, но сам слой пены часто не обладает достаточной устойчивостью, и стабильная работа аппарата в пенном режиме требует поддержания постоянной величины скорости газа. Дальнейшее увеличение скорости газа приводит к смене пенного режима на *струйный*, при котором газовые струи выходят из газожидкостного слоя с образованием значительного количества брызг; в таком режиме поверхность контакта фаз уменьшается, поэтому струйный режим работы колпачковых тарелок не является предпочтительным.

Величина суммарной межфазной поверхности пропорциональна количеству колпачков на тарелке и числу прорезей в каждом колпачке, поэтому колпачки на тарелках устанавливают на незначительном расстоянии друг от друга, их число достигает десятков и более штук на каждой тарелке, а прорези в колпачках имеют ширину несколько миллиметров.

Колпачковые тарелки обладают значительно большей гидродинамической устойчивостью работы при изменении расходов газа и жидкости, но они сложны по устройству, требуют значительного расхода металла на изготовление сотен колпачков; кроме того, колпачковые тарелки обладают большим гидравлическим сопротивлением потоку газа по сравнению с аналогичными показателями насадочных аппаратов.

На *ситчатых тарелках* колпачки отсутствуют, и газовый поток проходит через большое количество отверстий диаметром 2–8 мм и барботирует через слой жидкости. Преимущества таких тарелок – их предельная простота и минимальная металлоемкость, относительная легкость монтажа и наладки, сравнительно низкое гидравлическое сопротивление и высокая эффективность межфазного переноса целевого компонента. К недостаткам сит-

чатых тарелок относится их повышенная чувствительность к возможному загрязнению отверстий механическими включениями в жидкости или в газе, неравномерность распределения газового потока по площади тарелок и малая устойчивость работы по отношению к случайным изменениям скорости восходящего газового потока.

Кроме рассмотренных колпачковых и ситчатых тарелок в массообменных аппаратах используются другие разновидности тарелок. Так различного рода *клапанные тарелки* предотвращают слив жидкости с тарелок при возможном уменьшении скорости газовой фазы.

Перетоки между соседними тарелками являются не только каналами для перетекания жидкости с верхней тарелки на нижнюю, но выполняют также и функцию *гидравлического затвора* между тарелками, так как по заполненному жидкостью перетоку газ проходить снизу вверх не может и вынужден направляться через тарелку и слой жидкости на ней. Высота h_n столба жидкости в перетоке и связанное с этой высотой расстояние между соседними тарелками должны быть достаточными для того, чтобы обеспечить условия гидравлического затвора: $\rho_{ж}gh_n > \Delta p_t + \Delta p_{ж}$, где Δp_t и $\Delta p_{ж}$ – перепады давления при прохождении газа через тарелку и слой жидкости на этой тарелке. Если это неравенство не будет выполнено из-за меньшей, чем требуется, высоты столба жидкости в перетоке, то суммарная разность статических давлений $\Delta p_t + \Delta p_{ж}$ вытолкнет жидкость из перетока вверх, после чего газовый поток устремится в освободившийся от жидкости переток и перестанет проходить через слой жидкости на тарелке. Такое гидродинамическое явление называется пробоем перетока или *захлебыванием* тарельчатой колонны; массообменный процесс газовой фазы с жидким поглотителем при такой ситуации практически прекращается.

Существуют тарельчатые колонны без переливных устройств, в которых жидкость проливается на расположенную ниже тарелку через те же отверстия, через которые проходит снизу вверх и газовая фаза. Размеры отверстий здесь несколько больше, чем в ситчатых тарелках с переливными устройствами. Отсутствие перетоков позволяет несколько уменьшить расстояние между тарелками и, следовательно, сократить общую высоту колонного аппарата. Однако для нормальной работы таких *провальных тарелок* требуется весьма точное поддержание необходимого значения скорости газового потока, что не всегда просто реализовать в промышленных условиях.

Пленочный абсорбер трубчатого типа представляет собой вертикально располагаемый трубчатый теплообменный аппарат

(см. рис. 5.24). Жидкость подается на верхнюю трубную решетку, с которой она попадает внутрь труб. Расход жидкого поглотителя невелик, поэтому жидкость не занимает полного поперечного сечения всех труб, а стекает по их внутренней поверхности тонкой пленкой. Газовый поток вводится в нижнюю крышку аппарата и проходит внутри труб, контактируя с пленками жидкости в каждой из параллельных труб и передавая поглотителю целевой компонент.

В межтрубное пространство трубчатого абсорбера подается охлаждающий агент (чаще вода), отбирающий от пленки поглотителя выделяющуюся теплоту абсорбции. Наличие охлаждения позволяет использовать этот аппарат для процессов абсорбции при значительном выделении теплоты растворения поглощаемого жидкостью компонента.

В *пленочных абсорберах с плоскими поверхностями* вместо труб используются вертикальные прямоугольные листы, на которые сверху с помощью распределительного устройства подается пленка жидкого абсорбента. Газ проходит в плоских зазорах между соседними параллельными листами снизу вверх и контактирует со стекающими вниз пленками жидкости, передавая им целевой компонент.

Преимущество листовых абсорберов по сравнению с трубчатыми – большая поверхность контакта фаз на единицу объема аппарата, а недостаток – отсутствие пространства для подачи охлаждающего агента; следовательно, в листовых аппаратах не может отводиться теплота растворения целевого компонента. Гидродинамика стекающих по твердой поверхности жидких пленок рассматривалась в гл. 1 (см. рис. 1.34). Пленочные абсорберы работают при вертикальных скоростях газа, не превышающих скорости захлебывания и составляющих обычно 3–6 м/с.

Гидравлическое сопротивление пленочных абсорберов относительно невелико, поэтому они обычно используются при больших производительностях по газовому потоку и при сравнительно невысоких требованиях к степени извлечения целевого компонента.

В *распылительных абсорберах* большая величина поверхности контакта фаз достигается распыливанием жидкости в газовом потоке. Абсорбент может диспергироваться с помощью механических форсунок, за счет кинетической энергии потока газа или при подаче жидкой фазы на быстро вращающийся диск (см. о диспергировании жидкостей в гл. 1).

В полых распылительных абсорберах (см. рис. 5.25) жидкий абсорбент разбрызгивается сверху и образующиеся при этом капли падают вниз. Навстречу каплям поднимается газовый поток,

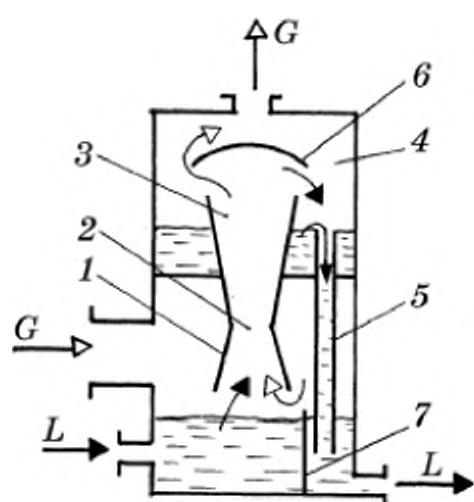
содержащий в себе целевой компонент. Поверхностью массопередачи служит суммарная поверхность всех капель, одновременно находящихся в объеме аппарата.

Скорость вертикального потока газа не должна превышать скорости витания наиболее мелких капель (см. соотношения (1.108)–(1.109)), чтобы не было уноса абсорбента потоком газовой фазы.

Полые распылительные абсорберы предельно просты по устройству, их гидравлическое сопротивление потоку газа невелико, и их можно использовать для обработки газовых потоков, содержащих механические загрязнения типа мелкой пыли. С другой стороны, абсорберы такого типа имеют весьма значительные объемы, поскольку скорости газа во избежание уноса части жидкости обычно не должны превышать 1 м/с. Кроме того, расход энергии на диспергирование (распыливание) абсорбента здесь оказывается значительным.

Жидкий поглотитель можно распыливать не только с помощью механических форсунок, в которые жидкость нужно подавать под значительным избыточным давлением (обычно десятки атмосфер), но и с помощью вращающегося диска или лопасти, на которые подается жидкость. Такой способ распыливания требует заметно меньших затрат энергии, но наличие вращающихся элементов усложняет условия эксплуатации аппарата и, кроме того, приводит к необходимости иметь аппараты большого диаметра, соответствующего диаметру факела распыливания жидкости с помощью горизонтального вращающегося диска.

В *прямоточных абсорберах* (рис. 5.26) распыливание жидкости происходит за счет кинетической энергии газового потока, проходящего со скоростью до 20–30 м/с по трубе Вентури. Жидкость засасывается газовым потоком в конфузор 1 и диспергируется на капли в горловине 2 трубы Вентури. Образовавшиеся капли абсорбента выносятся через диффузор 3 в сепарационное пространство 4, где происходит гравитационное выделение капель из газового потока. Отражатель 6 способствует инерционному улавливанию капель абсорбента. Отделенная от газового потока жидкость стекает по переточной трубке 5 в нижнюю часть аппарата.



пространство 4, где происходит гравитационное выделение капель из газового потока. Отражатель 6 способствует инерционному улавливанию капель абсорбента. Отделенная от газового потока жидкость стекает по переточной трубке 5 в нижнюю часть аппарата.

Рис. 5.26. Прямоточный абсорбер Вентури:

1 – конфузор; 2 – горловина; 3 – диффузор; 4 – сепарационный объем; 5 – переточная трубка; 6 – отражатель капель жидкости; 7 – перегородка

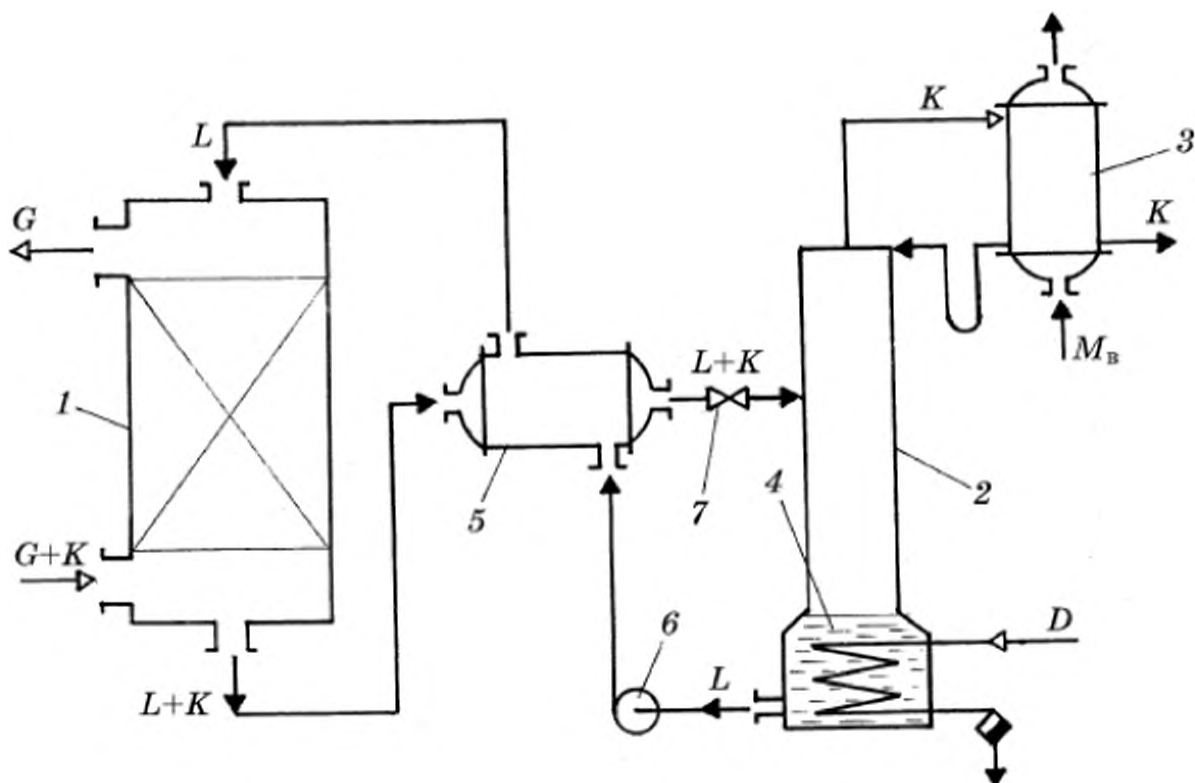


Рис. 5.27. Абсорбционно-десорбционная установка непрерывного действия:

1 – абсорбер; 2 – десорбер (ректификационная колонна); 3 – конденсатор; 4 – куб-испаритель; 5 – промежуточный теплообменник; 6 – насос; 7 – вентиль

Абсорберы Вентури не имеют движущихся частей, но эффективность их работы в значительной степени зависит от точности поддержания расхода газа.

Десорбцию компонента, поглощенного абсорбентом в процессе абсорбции, чаще всего проводят при повышенных температурах абсорбента. При этом в газе повышается парциальное давление растворенного в жидкости компонента, что и позволяет отбирать его в более или менее чистом виде, а жидкий растворитель освобождать от целевого компонента и вновь возвращать в абсорбционный аппарат.

На рис. 5.27 представлена принципиальная схема абсорбционно-десорбционной установки с замкнутым циклом по жидкому поглотителю. В абсорбере 1 происходит поглощение компонента (K) из газовой фазы (G) жидким поглотителем (L) при атмосферном или повышенном давлении и комнатной температуре. После выхода из абсорбера жидкость с растворенным в ней целевым компонентом проходит подогреватель 5 и через вентиль 7 поступает в ректификационную колонну 2, где происходит десорбция компонента из жидкой фазы (см. гл. 6). Пар целевого компонента из верхней части ректификационной колонны поступает в конденсатор 3, где с помощью охлаждающего агента ($M_{\text{в}}$) конденсируется и затем частично отводится в качестве готового продукта (K), а частично возвращается в колонну 2, что необходимо для ее непрерывной работы (см. гл. 6).

В кубе-испарителе 4 происходит испарение жидкого абсорбента, для чего в куб непрерывно подается греющий пар (D). Освобожденный в колонне 2 от целевого компонента жидкий поглотитель отводится из куба-испарителя и с помощью насоса 6 подается на охлаждение в теплообменник 5. Охлажденный абсорбент вновь поступает в абсорбер 1. Насос 6 не только заставляет жидкость циркулировать по замкнутому контуру внутри абсорбера, но и преодолевает избыточное давление в абсорбере, поскольку процесс ректификации обычно проводится под давлением, меньшим, чем давление в абсорбере.

Вопросы для самопроверки

1. Что такое концентрационное равновесие между двумя фазами?
2. Каким образом определяется направление межфазного переноса массы?
3. Каковы элементарные виды переноса массы целевого компонента?
4. В чем физическое содержание уравнения (5.12) конвективно-диффузионного переноса компонента в однофазном потоке?
5. В чем смысл модельных представлений о процессах массоотдачи?
6. От каких величин зависит значение коэффициента массоотдачи в уравнении массоотдачи (5.22)?
7. Каковы структура и физическое содержание критериев массообменного подобия?
8. Поясните физическое содержание уравнения (5.35) массопередачи и коэффициента массопередачи (5.36).
9. Каким образом может быть выражена движущая сила процесса межфазного переноса массы?
10. Каков физический смысл уравнения (5.41) рабочей линии непрерывного массообменного процесса?
11. Что такое средняя движущая сила процесса массопередачи в уравнении (5.42)?
12. Каков смысл понятия общего числа единиц переноса?
13. Каким образом находится среднее значение движущей силы массообменного процесса при линейной равновесной зависимости и при равновесной зависимости общего вида?
14. Как рассчитывается необходимая высота насадочного массообменного аппарата через понятие о высоте единиц переноса?
15. Каким образом определяется необходимый диаметр массообменного аппарата?
16. Что такое ступень изменения концентрации?
17. Что такое степень извлечения (КПД) реальной тарелки и от каких кинетических параметров она зависит?
18. Каким образом определяется общая высота тарельчатого массообменного аппарата?
19. Каково физическое содержание понятия о минимальном расходе поглотителя в абсорбционном аппарате?
20. Укажите сравнительные свойства основных конструкций массообменных аппаратов для проведения процессов абсорбции.

ПЕРЕГОНКА И РЕКТИФИКАЦИЯ

В химической, нефтехимической, фармацевтической, пищевой и других отраслях промышленности часто возникает необходимость разделить смеси двух или большего числа жидкостей на отдельные составляющие. Наиболее характерным примером является разделение нефтепродуктов на отдельные фракции, обладающие различными летучестями.

Процесс разделения основан на том, что все жидкости, составляющие смеси, имеют разные летучести или, иначе говоря, – разные температуры кипения при одинаковом внешнем давлении. Следствием такого свойства жидкостей является различное количество паров компонентов над жидкой смесью. Пары над смесью оказываются обогащенными парами более летучих компонентов. Если смесь таких паров отделить от жидкой фазы и полностью сконденсировать, то состав полученного конденсата будет таким же, что и состав паров. Следовательно, новая жидкая смесь окажется в большей степени обогащенной относительно более летучим компонентом (компонентами) по сравнению с исходной жидкой смесью.

Проще всего рассматривать бинарные смеси, т. е. жидкие смеси, состоящие из двух жидкостей, одна из которых более летучая (л), а другая относительно менее летучая (мл). Эту же смесь можно рассматривать как состоящую из низкокипящего (нк) и высококипящего (вк) компонентов.

Чтобы увеличить скорость парообразования, испаряющуюся смесь жидкостей поддерживают при температуре ее кипения, при которой сумма парциальных давлений парообразных компонентов над жидкостью равна внешнему давлению.

Простая перегонка, или однократный акт разделения жидкой смеси, состоит в том, что исходную смесь нагревают до температуры ее кипения, после чего продолжают подводить к кипящей смеси теплоту, которая требуется на процесс парообразования. В равновесном составе образующихся паров более летучего компонента относительно больше. Эти пары непрерывно отводятся в конденсатор, где они полностью конденсируются, образуя новую жидкую смесь, обогащенную летучим компонентом по сравнению с исходной жидкой смесью. При конденсации выделяется теплота фазового перехода, поэтому для ее отвода в конденсатор необходимо подавать воду или другой тепловоспринимающий агент.

Полезно отметить, что процесс парообразования из кипящей жидкости происходит и при выпаривании растворов (см. гл. 4),

для чего также необходимо подводить внешнюю теплоту, а образующиеся пары растворителя непрерывно отводятся и конденсируются в конденсаторе, куда тоже необходимо подавать воду. Однако процессы перегонки и выпаривания существенно различаются: при выпаривании растворенное в жидкости твердое вещество практически не обладает летучестью и полностью остается в сконцентрированном растворе, а в паровую фазу переходит только часть растворителя; при перегонке в паровую фазу переходят обе жидкости исходной смеси, но в большем количестве испаряется более летучий компонент, поэтому в жидкой фазе его остается меньше, чем было в исходной смеси.

Ректификация представляет собой многократный противоточный процесс образования паров из кипящей жидкой смеси и конденсации этих паров при их контакте с жидкой смесью иного состава. Можно сказать, что ректификация – это многократная противоточная перегонка, производимая в одном аппарате.

6.1. РАВНОВЕСИЕ В СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ – ПАР

Равновесие в системах смеси жидкостей – пары зависит от характера межмолекулярных взаимодействий компонентов смеси в жидкой и паровой фазах.

Жидкая смесь может состоять из многих компонентов; тогда и паровая фаза над такой смесью будет содержать все компоненты, но в иных, чем в жидкости, количествах. В простейшем случае жидкая смесь и пары над нею состоят из двух компонентов.

При анализе перегонки и ректификации составы жидкой (x) и паровой фаз (y) принято рассматривать как число молей летучего компонента, отнесенное к числу молей смеси (молярные доли или проценты). При этом доля менее летучего компонента в бинарной смеси записывается через состав смеси по летучему компоненту: $(1 - x)$ и $(1 - y)$ в жидкой и паровой фазе соответственно.

Напомним, что по степени взаимной растворимости компонентов жидкости подразделяют на взаимно растворимые в любых отношениях, взаимно нерастворимые и частично растворимые. В свою очередь, взаимно растворимые жидкости подразделяются на идеальные растворы, подчиняющиеся линейному закону равновесия Рауля (см. соотношение (6.1)), и растворы с положительным или отрицательным отклонением от закона Рауля (см. рис. 6.2). Идеальные растворы не образуют смесей так называемого *азеотропного состава*, при котором равновесный состав паров над жидкостью равен составу жидкости, тогда как свойст-

во положительного или отрицательного отклонения от закона Рауля обуславливает появление смесей азеотропного состава.

Смесь двух *взаимно растворимых* в любых отношениях жидкостей представляет собой систему, состоящую из двух фаз ($\Phi = 2$) и двух компонентов ($k = 2$), и, согласно известному из физической химии правилу фаз Гиббса, имеет две степени свободы: $C = k - \Phi + 2 = 2 - 2 + 2 = 2$. На графиках равновесного состава бинарных смесей одна из переменных обычно принимается в качестве постоянного параметра.

Идеальные растворы подчиняются закону Рауля, согласно которому равновесное парциальное давление компонента p^* в паровой фазе над жидкостью равно произведению давления над чистым компонентом P при той же температуре и молярной доли компонента “х” в жидкости:

$$p_l^* = P_l x \text{ и } p_{мл} = P_{мл}(1 - x). \quad (6.1)$$

Соотношения (6.1) представлены на рис. 6.1, а, где показана также линия суммарного давления паров над жидкостью, согласно закону аддитивности Дальтона: $\Pi = p_l^* + p_{мл}$. При большем значении фиксированной температуры давления над чистыми компонентами P_l и $P_{мл}$ возрастают, что, согласно линейным уравнениям (6.1), приведет к пропорциональному увеличению парциальных давлений обоих компонентов и суммарного давления паров над жидкостью.

На рис. 6.1, б нижняя кривая позволяет находить температуру кипения смесей компонентов разного состава; значения ординат при $x = 0$ и $x = 1$ соответствуют температурам кипения чистых компонентов: менее летучего ($t_{кип. мл}$) и летучего ($t_{кип. л}$). Верхняя кривая позволяет отсчитывать по оси абсцисс молярную долю $y^*(x)$ летучего компонента в паровой фазе, равновесную с составом жидкой смеси (x).

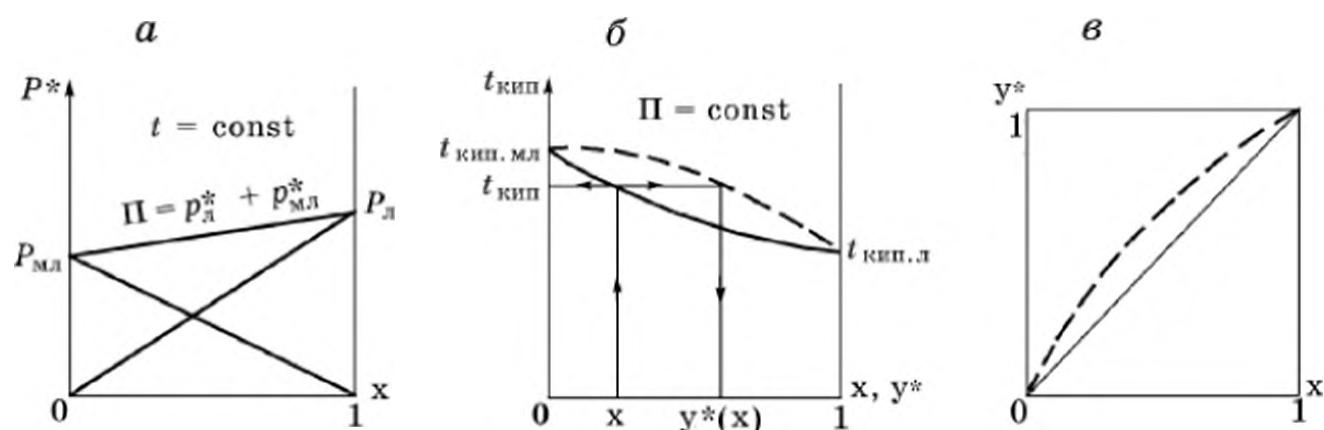


Рис. 6.1. Равновесные свойства идеальных растворов в разных координатах

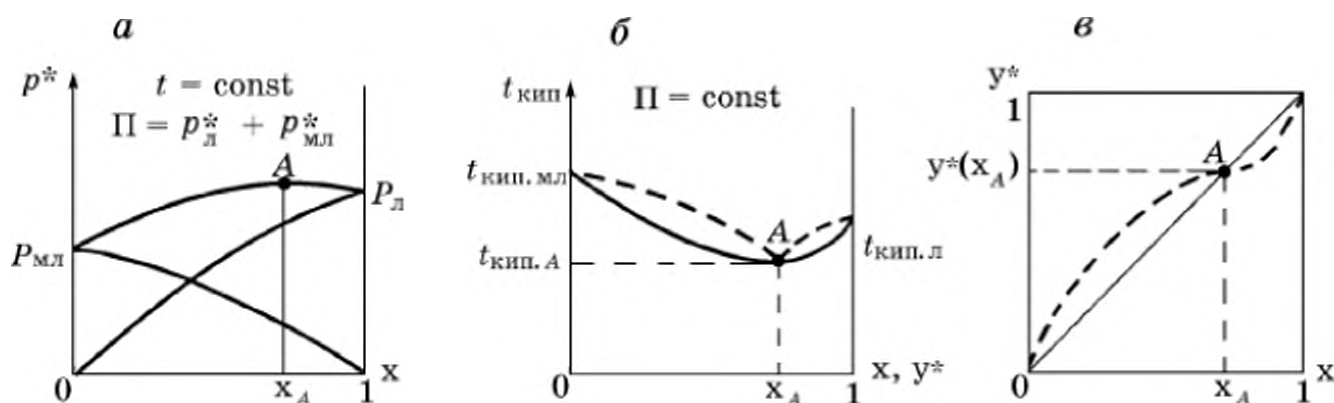


Рис. 6.2. Равновесные данные для взаимно растворимых жидкостей с положительным отклонением от линейного закона Рауля в разных координатах

На рис. 6.1, в показана связь между долей летучего компонента в жидкости “х” и равновесной его долей в паре $y^*(x)$. График в координатах $y^* - x$ всегда имеет вид квадрата с единичными сторонами ($x = 1$ и $y^* = 1$), в качестве вспомогательной линии на нем изображается диагональ, что делает кривую равновесного состава более наглядной.

Уравнение равновесной кривой для идеальных растворов получается из совместного рассмотрения закона Рауля (6.1), закона Дальтона и определения молярной доли компонента в паровой фазе как отношения парциального давления компонента к суммарному давлению:

$$y^*(x) = p_L^*/\Pi = P_L x / [P_L x + P_{\text{мл}}(1 - x)]. \quad (6.2)$$

Для взаимно растворимых жидкостей с положительным отклонением равновесных парциальных давлений от линейного закона Рауля графики, аналогичные рис. 6.1, представлены на рис. 6.2. Из графика на рис. 6.2, а следует, что общее давление Π имеет максимальное значение (точка А) при составе смеси, соответствующем концентрации x_A . При этой же концентрации летучего компонента в жидкой смеси зависимость температуры кипения смеси от состава имеет минимум (рис. 6.2, б). Следовательно, жидкость этого состава кипит при более низкой температуре, чем температура кипения даже летучего, т. е. низкокипящего компонента ($t_{\text{кип. А}} < t_{\text{кип. л}}$). Над азеотропной смесью состав равновесных паров такой же, что и состав жидкости, ибо кривая равновесного состава фаз (рис. 6.2, в) в точке с абсциссой x_A пересекает диагональ.

Следовательно, жидкая смесь азеотропного состава не может быть разделена на составляющие компоненты с помощью рассматриваемых здесь процессов перегонки и ректификации (см. далее об азеотропной ректификации).

Равновесные данные для жидкостей с отрицательным отклонением от закона Рауля аналогичны представленным на рис. 6.2, но положение экстремальных точек при этом обратное: кривая общего давления $\Pi(x)$ при x_A имеет минимум, а кривая температуры кипения, наоборот, максимум. Кривая равновесного состава фаз пересекает диагональ также при x_A . Следовательно, и для азеотропных смесей с отрицательным отклонением от закона Рауля состав равновесных паров равен составу жидкости. В отличие от равновесной кривой, представленной на рис. 6.2, для жидкостей с отрицательным отклонением при $x < x_A$ в паровой фазе летучего компонента меньше, чем в жидкости, а при $x > x_A$ летучего в парах становится больше, чем в жидкой смеси.

Смеси *взаимно нерастворимых жидкостей* (типа вода – масло) обладают равновесными свойствами, существенно отличающимися от свойств семейств жидкостей, взаимно растворимых друг в друге. По существу, смесь взаимно нерастворимых жидкостей представляет собой не раствор, а механическую смесь – эмульсию одной жидкости в другой.

Основное различие физико-химических свойств нерастворимых и взаимно растворимых жидкостей состоит в том, что парциальные давления компонентов нерастворимых друг в друге жидкостей не зависят от относительного количества компонентов в жидкой смеси и равны давлениям над чистыми компонентами: $p_L^* = P_L$ и $p_{ML}^* = P_{ML}$, что иллюстрирует рис. 6.3. Согласно этому основному свойству, добавление незначительного количества одной из нерастворимых жидкостей к другой скачком повышает общее давление над смесью (эмульсией) от величины давления над чистой первоначальной жидкостью до постоянной суммарной величины, которая не изменяется при увеличении количества добавляемой жидкости вплоть до состояния чистой добавляемой жидкости ($x = 1$), когда общее давление также скачком уменьшается до величины давления над этой чистой жидкостью. Также изменяется и температура кипения эмульсии: добавление одной жидкости к другой сразу же понижает температуру кипения смеси взаимно нерастворимых жидкостей до значения, меньшего температуры кипения наиболее летучей жидкости ($t_{\text{кип}} < t_{\text{кип. л}}$). Такое свойство понижения температуры кипения эмульсии используется на практике для перегонки высококипящих термически нестойких жидкостей при добавлении к ним другой жидкости (чаще –

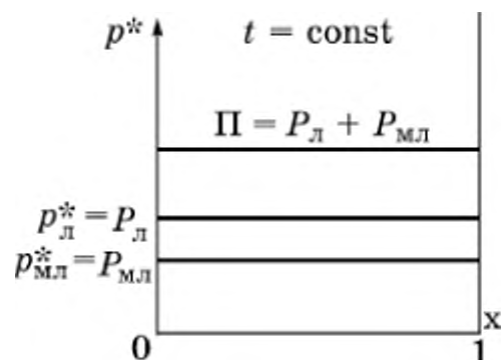


Рис. 6.3. Общее и парциальные давления паров над смесью взаимно нерастворимых жидкостей

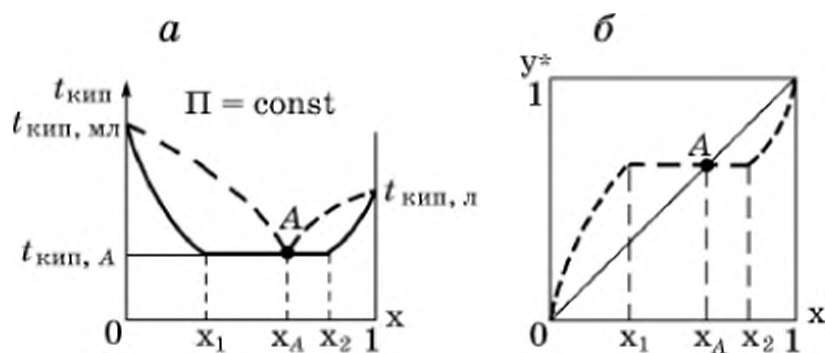


Рис. 6.4. Равновесные свойства частично растворимых жидкостей в разных координатах

воды), взаимно нерастворимой с перегоняемой жидкостью (см. далее о перегонке с водяным паром).

Свойства *частично растворимых жидкостей* представлены на рис. 6.4. В интервале изменения доли летучего компонента от 0 до x_1 жидкости взаимно растворимы и могут подчиняться закону Рауля или иметь положительное или отрицательное отклонение от этого линейного закона. Температура кипения смеси в этом диапазоне изменения состава понижается (см. рис. 6.4, а) по мере увеличения доли “х” летучего компонента.

В интервале концентрации летучего компонента от x_1 до x_2 образуются две нерастворимые друг в друге жидкости с концентрациями x_1 в одной жидкости и x_2 в другой. По мере увеличения количества летучего компонента в общей массе смеси ($x > x_1$) концентрации в несмешивающихся жидких слоях (x_1 и x_2) не изменяются, но изменяется соотношение масс компонентов в смеси. В равновесии с несмешивающимися слоями жидкостей находится паровая фаза неизменного состава (см. рис. 6.4, б). Внутри интервала $x_1 - x_2$ находится и азеотропная точка А при общей концентрации летучего в жидкой смеси x_A , для которой состав паровой фазы равен составу жидкости $y^*(x_A) = x_A$ (см. рис. 6.4, б). Температура кипения смеси в интервале $x_1 - x_2$ постоянна и равна температуре кипения смеси азеотропного состава ($t_{\text{кип}} = t_{\text{кип. А}}$, см. рис. 6.4, а).

При увеличении концентрации летучего ($x > x_2$) вновь образуется гомогенный раствор переменной концентрации, температура кипения которого увеличивается до значения $t_{\text{кип. а}}$ при $x = 1$. Количество летучего компонента в парах при $x > x_2$ меньше, чем в жидкости ($y^*(x) < x$), но оно увеличивается по мере повышения содержания летучего в жидкости (см. рис. 6.4, б).

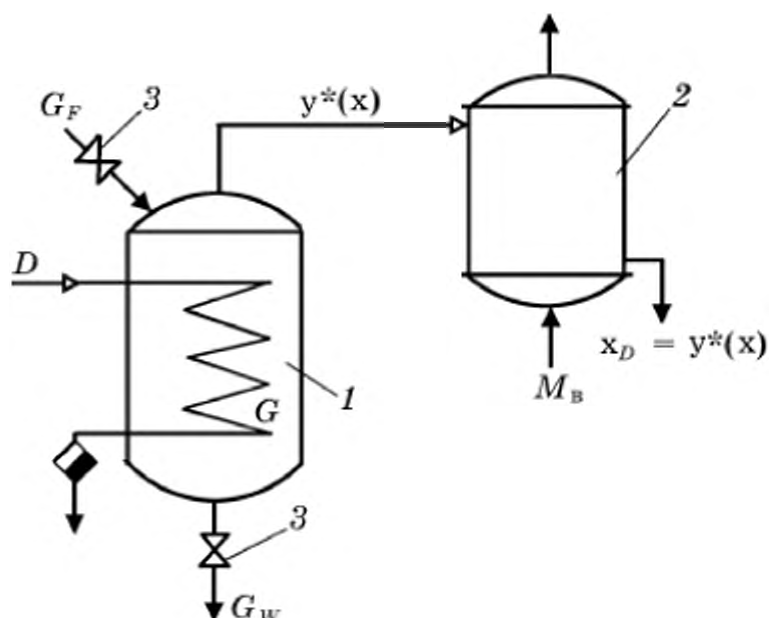
Процессы перегонки и ректификации частично растворимых жидкостей в интервалах изменения концентрации, в которых существует гомогенная смесь (0 – x_1 и $x_2 - 1$), возможны, как и для жидкостей, взаимно растворимых в любых отношениях.

6.2. ПРОСТАЯ ПЕРЕГОНКА

Процесс простой перегонки обычно проводится периодически; при этом состав жидкой и паровой фаз непрерывно изменяется во времени, поскольку в начале процесса исходная жидкость содержит наибольшее количество летучего компонента

Рис. 6.5. Схема установки для простой перегонки:

1 – куб-испаритель; 2 – конденсатор; 3 – вентили



и, следовательно, в паровой фазе доля летучего также будет наибольшей. По мере отгонки вещества, вначале максимально обогащенного летучим компонентом, летучего становится все меньше и меньше и в жидкой и в паровой фазах, хотя в процессе всей перегонки равновесный с жидкостью пар в любой момент содержит относительно больше летучего по сравнению с его содержанием в жидкости.

При организации непрерывного процесса простой перегонки подлежащую разделению смесь определенного состава непрерывно подают в емкость, где эта жидкость кипит с образованием равновесных паров, обогащенных летучим компонентом по сравнению с составом жидкости (рис. 6.5). Образующиеся пары непрерывно отводятся и полностью конденсируются в конденсаторе, охлаждаемом водой (M_B). Непрерывное парообразование поддерживается подачей в куб-испаритель греющего пара (D). При непрерывной перегонке подача исходной смеси в куб-испаритель (G_F) и выход из него жидкости (G_W), обедненной летучим компонентом (обогащенной менее летучим компонентом), а также состав образующейся в конденсаторе жидкости постоянны во времени ($x_D = \text{const}$).

Схема простой перегонки, представленная на рис. 6.5, аналогична схеме процесса периодической перегонки, где загрузка (G_F) исходной жидкости производится одновременно перед началом процесса, а выгрузка так называемого *кубового остатка* также производится одновременно, после окончания процесса отгонки. Состав выходящего из конденсатора дистиллята в периодическом процессе непрерывно изменяется в сторону уменьшения содержания в нем летучего компонента ($x_D = \text{var}$).

Простую перегонку можно проводить при атмосферном давлении в кубе-испарителе и в конденсаторе. Нередко давление процесса перегонки уменьшают, чтобы снизить температуру кипения смеси в кубе, при этом температура конденсации паров в конденсаторе также уменьшается. Так поступают при перегонке смесей, содержащих недостаточно терmostойкие компоненты.

Если проводится периодическая перегонка *многофракционной смеси*, то в начальные моменты процесса из куба-испарителя и, соответственно, из конденсатора выходит преимущественно самая летучая фракция; затем – следующая по степени летучести и т. д. Наименее летучая фракция обычно не отгоняется в виде пара, а остается в кубе-испарителе (кубовая жидкость).

Выведем уравнение материального баланса процесса периодической перегонки. Отметим, что при периодическом процессе в кубе-испарителе нет постоянного притока и оттока жидкой фазы, следовательно, состав паров над кипящей жидкостью в каждый момент может быть только равновесным с составом жидкой фазы $y^*(x)$ (см. рис. 6.5).

В произвольный момент времени τ от начала периодического процесса доля летучего в жидкости равна текущему значению концентрации x , а соответствующий этой доле состав равновесного пара, отбираемого из куба-испарителя, равен $y^*(x)$. Через элементарный интервал времени $d\tau$ состав жидкости изменится на бесконечно малую величину dx и станет равным $x - dx$, так как доля летучего при периодической перегонке может только уменьшаться. Масса жидкости в кубе-испарителе за интервал времени $d\tau$ также уменьшится на элементарную величину dG и станет равной $G - dG$, при этом масса испарившейся жидкой фазы dG перешла в паровую фазу состава $y^*(x)$.

Материальный баланс по летучему компоненту означает, что количество летучего в жидкости в момент τ должно быть равно сумме его количества, оставшегося к моменту $\tau + d\tau$ (первое слагаемое правой части), и количества, перешедшего за время $d\tau$ в паровую фазу:

$$Gx = (G - dG)(x - dx) + y^*dG. \quad (6.3)$$

Раскрывая скобки, производя очевидные упрощения и пренебрегая слагаемыми второго порядка малости ($dGdx$) по сравнению с оставшимися слагаемыми первого порядка малости, получаем уравнение материального баланса следующего вида: $Gdx = (y^* - x)dG$. Разделение переменных и интегрирование в пределах от G_F до G и от x_F до x дает:

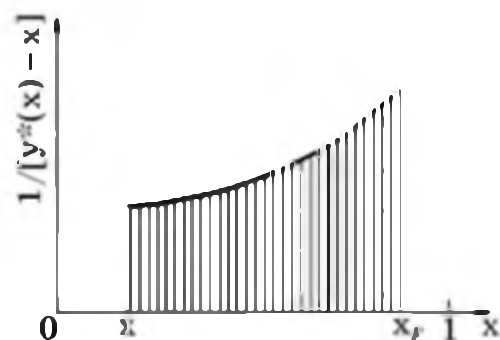
$$\int_{G_F}^G \frac{dG}{G} = \int_{x_F}^x \frac{dx}{y^* - x}, \quad \text{или} \quad \ln \frac{G}{G_F} = \int_{x_F}^x \frac{dx}{y^* - x}, \quad \text{или} \quad (6.4)$$

$$G = G_F \exp \left(- \int_{x_F}^x \frac{dx}{y^* - x} \right).$$

Уравнение (6.4) связывает количество G жидкости в кубе-испарителе в любой момент τ с составом этой жидкости x .

Вычисление определенного интеграла как функции его нижнего предела x зависит от вида равновесной зависимости $y^*(x)$ для конкретной бинарной смеси. В общем случае значение интеграла может быть найдено любым из известных методов, в том числе и с помощью графического построения

Рис. 6.6. Графическое вычисление определенного интеграла в уравнении (6.4)



подынтегральной функции $1/[y^*(x) - x]$ в зависимости от переменной интегрирования "x" (рис. 6.6). При этом равновесная зависимость $y^*(x)$ может быть задана в любой форме: в виде теоретически полученной или аппроксимационной формулы, таблицей непосредственных экспериментальных данных по равновесию или соответствующим графиком.

Тем или иным способом вычисленный интеграл в равенстве (6.4) дает связь между текущими значениями количества и составом перегоняемой жидкости, т. е. зависимость $G(x)$.

Скорость испарения жидкости зависит от количества подаваемого в куб-испаритель греющего пара. Так, за интервал времени $d\tau$ конденсирующийся пар с расходом D (кг/с) выделит количество теплоты $Dr_{г.п}d\tau$ (кДж), где $r_{г.п}$ – удельная теплота конденсации греющего пара (кДж/кг). Вся выделенная паром теплота расходуется на испарение элементарного количества жидкости dG (кмоль) состава "x", для которой удельная теплота испарения (парообразования) $r(x)$ должна определяться по правилу аддитивности в зависимости от текущего состава испаряющейся жидкости: $r(x) = r_лx + r_{н.л}(1 - x)$, где $r_л$ и $r_{н.л}$ – молярные теплоты испарения летучей и менее летучей жидкости (кДж/моль). Таким образом, тепловой баланс куба-испарителя (без учета тепловых потерь в окружающую среду) запишется в виде:

$$Dr_{г.п}d\tau = [r_лx + r_{н.л}(1 - x)]dG. \quad (6.5)$$

Система уравнений материального (6.4) и теплового (6.5) балансов является замкнутой, и ее решение дает возможность определить количество $G(\tau)$ и состав жидкой фазы $x(\tau)$ в любой момент, а затем по этим двум зависимостям находят количество полученного к моменту τ продукта перегонки ($G_F - G(\tau)$) и его мгновенный и средний составы: $x_D =$

$$= y^*(x(\tau)) \text{ и } \bar{x}_D = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} y^*[x(\tau)]d\tau \text{ соответственно.}$$

Чтобы проинтегрировать уравнение (6.5), в него необходимо подставить зависимость $x(G)$, полученную из уравнения материального баланса (6.4) после вычисления определенного интеграла как функции его нижнего переменного предела. После такой подстановки интеграл в правой части уравнения (6.5) вычисляется в зависимости от явного вида полученной ранее зависимости $x(G)$, а вслед за операцией интегрирования уравнения (6.5) в интервале $0 \div \tau$ и, соответственно, $(G_F - G)$ может быть в принципе получен явный вид зависимости $x(\tau)$. Использование уже полученной связи между G и "x" дает явную функциональную зависимость $G(\tau)$.

Рассмотрим описанную здесь процедуру решения на наиболее простом примере линейной равновесной зависимости $y^*(x) = Ex$, где при

малых изменениях доли летучего в жидкости от x_F до “ x ” температура кипения смеси может быть принята практически неизменной. При таких предположениях значение E также можно считать величиной приблизительно постоянной; постоянными принимаются и величины удельных теплот парообразования компонентов r_n и $r_{м.л}$ в уравнении теплового баланса (6.5).

Вычисление интеграла в решении (6.4) при $y^* = Ex$ дает $G/G_F = (x/x_F)^{E-1}$, откуда находится значение дифференциала $dG = G_F(E - 1)(x/x_F)^{E-2}dx$, которое подставляется в уравнение (6.5):

$$Dr_{г.п}d\tau = [G_F(E - 1)/x_F^{E-2}][(r_n - r_{м.л})x^{E-1} + r_{м.л}x^{E-2}]dx.$$

Интегрирование полученного дифференциального уравнения в пределах $0 \div \tau$ и $x_F \div x$ дает явный вид зависимости $\tau(x)$:

$$\tau = (G_F/D)(r_n - r_{м.л})(x_F^E - x^E)/x_F^{E-1} + [r_{м.л}(E - 1)/(E - 2)] \times \times [1 - (x/x_F)^{E-1}]. \quad (6.6)$$

Даже в рассматриваемом наиболее простом варианте линейного уравнения равновесной зависимости полученное соотношение (6.6) между составом жидкой фазы в кубе-испарителе и текущим временем перегонки не может быть решено в явном виде относительно функции $x(\tau)$, а полученный явный вид зависимости $\tau(x)$ оказывается не совсем простым.

В более сложном случае, когда равновесная зависимость соответствует закону Рауля (6.2) во всем возможном интервале изменения доли “ x ” летучего компонента в жидкой смеси, вычисления интеграла в уравнении (6.4) и, соответственно, интегрирование уравнения (6.5) становятся еще более громоздкими и здесь не приводятся.

Простая перегонка используется для разделения смеси при значительных различиях в летучестях (температурах кипения) компонентов.

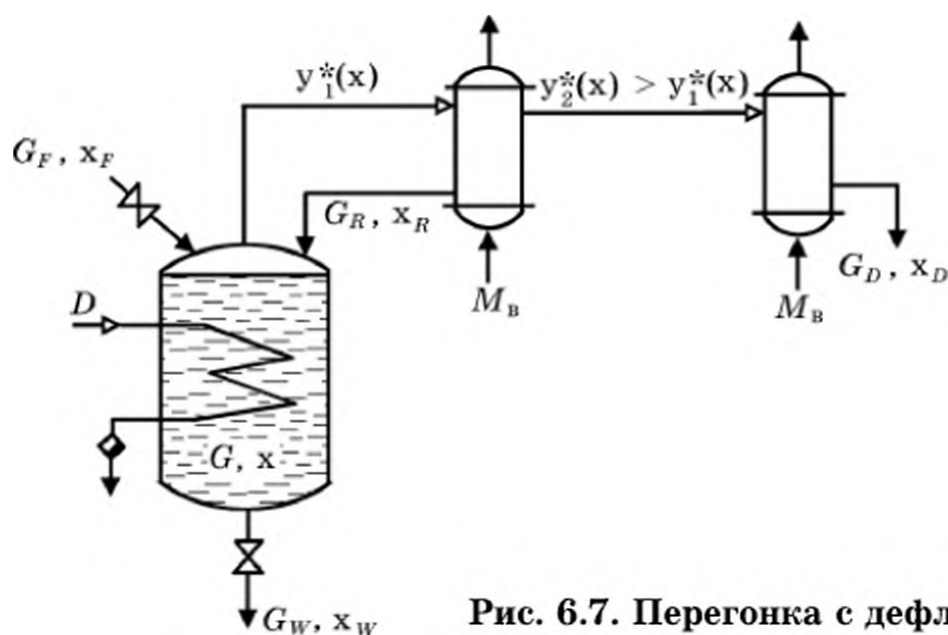


Рис. 6.7. Перегонка с дефлегмацией

Если требуется еще одна ступень разделения, то используется не полная, а лишь частичная конденсация паров в конденсаторе. При частичной конденсации образующаяся в конденсаторе жидкая фаза будет иметь меньшее количество летучего, чем в паре, и, следовательно, относительное количество летучего в несконденсировавшейся части пара станет еще большим по отношению к составу пара, поступающего в конденсатор. Несконденсированная часть пара поступает во второй конденсатор (рис. 6.7), где уже полностью конденсируется, превращаясь в жидкость, как бы дважды обогащенную.

Конденсат из первого конденсатора (дефлегматора) направляется обратно в куб-испаритель, где смешивается с основной массой кипящей жидкости и вместе с ней вновь испаряется.

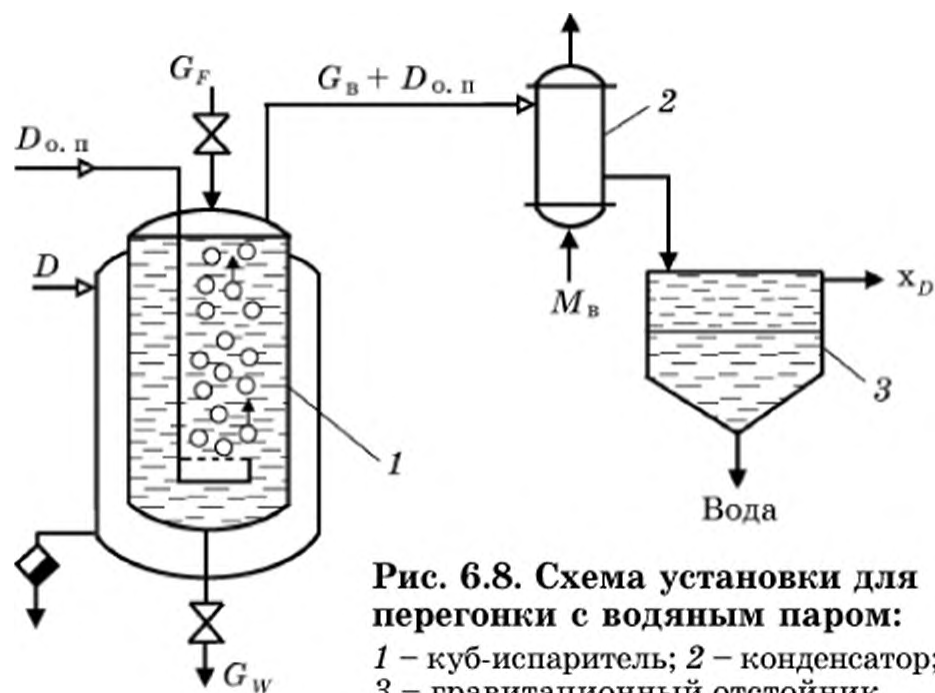
Такая *перегонка с дефлегмацией* позволяет производить более полное, двухступенчатое разделение смесей. Установка третьего последовательного конденсатора, очевидно, добавит еще одну ступень обогащения и т. д. Однако использование более двух конденсаторов неоправданно увеличивает суммарную стоимость оборудования.

При необходимости применения нескольких ступеней разделения более рационально использовать процесс ректификации – многоступенчатое противоточное разделение, проводимое в одном вертикальном аппарате. Но прежде чем перейти к изучению процессов ректификации, рассмотрим еще два специфических способа перегонки.

6.3. ПЕРЕГОНКА С ВОДЯНЫМ ПАРОМ

Выше отмечалось, что каждый из компонентов в смеси двух взаимно нерастворимых жидкостей ведет себя так же, как и компоненты в чистом виде (см. рис. 6.3). В частности, температура кипения эмульсии двух нерастворимых жидкостей оказывается ниже температуры кипения даже низкокипящего компонента. Следовательно, если к жидкости, нерастворимой в воде, добавить любое сколь угодно малое количество воды, то при общем атмосферном давлении температура кипения смеси будет ниже 100°C . Это свойство используется для перегонки, в том числе для очистки высококипящих термически нестабильных жидкостей от нелетучих примесей.

Схема установки для перегонки с водяным паром представлена на рис. 6.8. Перегоняемая смесь (G_F) загружается в куб-испаритель, обогреваемый глухим водяным паром (D). В жидкость вводится острый водяной пар ($D_{\text{о.п}}$), который диспергируется на мелкие пузырьки при выходе из дренированной трубы.



Перегоняемая жидкость испаряется внутри паровых пузырей, и смесь образующихся таким образом паров вещества и воды поступает в конденсатор, где полностью конденсируется. Конденсат, представляющий собой несмешивающиеся жидкости – перегоняемое вещество и воду, разделяется в гравитационном отстойнике или в центрифуге (см. гл. 2).

Рассмотрим, как определяется расход острого водяного пара $D_{o.п}$, необходимого для перегонки массы G вещества. Сначала записываются молярные доли вещества (y) и водяного пара ($y_{п}$) через равновесные парциальные давления (p^*) и общее давление (Π):

$$y = p^*/\Pi \text{ и } y_{п} = p_{п}^*/\Pi. \quad (6.7)$$

С другой стороны, согласно определению молярной доли,

$$y = \frac{G/\mu}{(G + D_{o.п})/\mu_{см}} \text{ и } y_{п} = \frac{D_{o.п}/\mu_{п}}{(G + D_{o.п})/\mu_{см}}, \quad (6.8)$$

где μ , $\mu_{п}$ и $\mu_{см}$ – молярные массы вещества, водяного пара и смеси паров, отводимых из куба-испарителя.

Поделив левые и правые части уравнений (6.7), получим $y/y_{п} = p^*/p_{п}^*$. Аналогичное отношение молярных долей может быть найдено из соотношения (6.8): $y/y_{п} = G\mu_{п}/(D_{o.п}\mu)$. Приравнявая правые части двух последних равенств, имеем

$$p^*/p_{п}^* = G\mu_{п}/(D_{o.п}\mu).$$

Последнее равенство справедливо для смесей веществ с любыми свойствами. Для взаимно нерастворимых веществ их парциальные давления равны давлениям над чистыми компонента-

ми $p^* = P$ и $p_{\text{н}}^* = P_{\text{н}}$, и тогда последнее равенство будет иметь вид: $P^*/P_{\text{н}}^* = G\mu_{\text{л}}/(D_{\text{о. н}}\mu)$, откуда искомый расход острого пара

$$D_{\text{о. н}} = GP_{\text{н}}\mu_{\text{н}}/(P\mu\phi). \quad (6.9)$$

В соотношение (6.9) введен дополнительный коэффициент $\phi = 0,5 \div 0,8$, учитывающий неполную насыщаемость паровых пузырей парами перегоняемого вещества в течение относительно короткого времени всплывания пузырей в слое жидкости.

Температура кипения смеси взаимно нерастворимых жидкостей равна такому значению температуры, при котором сумма давлений над чистыми компонентами равна внешнему давлению.

6.4. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИСТИЛЛЯЦИЯ

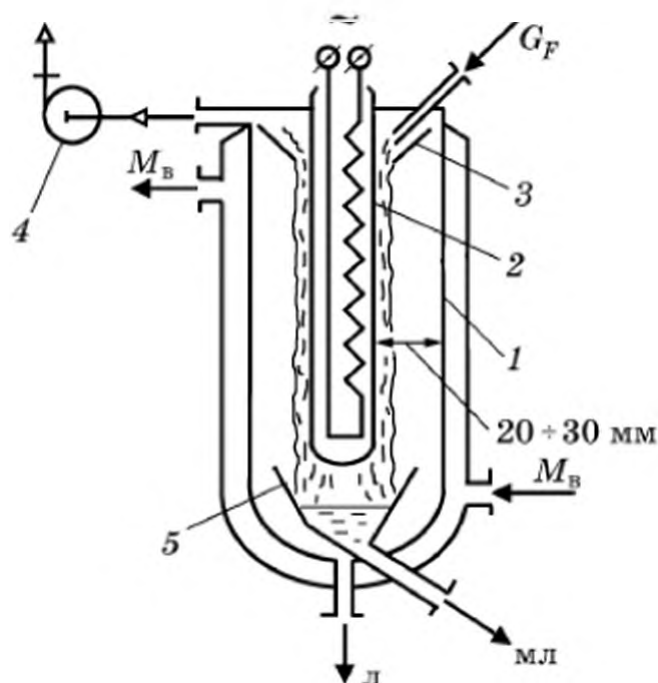
Для разделения термически нестойких высококипящих жидкостей при низкой температуре используется так называемая *молекулярная дистиляция*. Низкая температура испарения разделяемой смеси обеспечивается в этом случае глубоким разрежением (вакуумом), при котором проводится молекулярная дистиляция (рис. 6.9).

Исходная смесь G_F подается на поверхность испарителя 2, температура которой поддерживается на должном уровне с помощью запрессованного внутри испарителя электронагревателя. Распределительная воронка 3 обеспечивает равномерное распределение жидкости в виде тонкой пленки, стекающей вниз по наружной поверхности испарителя. Низкое остаточное давление (10^{-2} – 10^{-3} мм рт. ст., или 10^2 – 10^3 мПа) поддерживается вакуум-насосом 4, который непрерывно откачивает из рабочего объема дистилятора воздух, попадающий в объем с исходной жидкостью и десорбирующийся из нее при низком давлении и повышенной температуре.

Существенно, что вакуум-насос 4 не должен откачивать из рабочего объема пары разделяемых компонентов, для чего

Рис. 6.9. Схема устройства для молекулярной дистиляции высококипящих термолабильных жидкостей:

1 – корпус с рубашкой водяного охлаждения; 2 – испаритель с внутренним электрическим подогревом; 3 – распределительное устройство; 4 – вакуум-насос; 5 – приемная воронка для менее летучего (мл) компонента



расстояние между поверхностью испарения 2 и внутренней поверхностью корпуса 1 непременно должно превышать среднюю длину свободного пробега молекул компонентов. При остаточных давлениях 10^2 – 10^3 мПа средние значения длины свободного пробега молекул обычно перегоняемых таким способом веществ с высокой молекулярной массой и, соответственно, с большим размером молекул составляет 15–20 мм. Таким образом, при расстоянии между поверхностями испарения 2 и конденсации 1 в 20–30 мм молекулы летучего компонента, испаряющегося из пленки жидкости на подогреваемой поверхности 2, пролетают со скоростями теплового движения (порядка десятков и сотен метров в секунду) до поверхности 1, практически не испытывая столкновения друг с другом. Поскольку столкновения молекул в парах компонентов отсутствуют, то такие пары не представляют собой сплошной среды и не откачиваются вакуум-насосом.

Поток молекул летучего компонента (л) достигает охлаждаемой поверхности 1 и конденсируется на ней, после чего пленка образующегося конденсата стекает вниз и покидает рабочий объем дистиллятора. Неиспарившаяся часть жидкости, обогащенная менее летучим компонентом, стекает в приемную воронку 5 и из нее отводится из аппарата.

В отличие от паров летучего компонента поток молекул воздуха, выделяющегося из жидкости, не конденсируется на стенке корпуса 1, и поэтому воздух, несмотря на значительное разрежение, все же постепенно откачивается из рабочего объема вакуум-насосом 4, что позволяет поддерживать необходимое разрежение в рабочем объеме аппарата.

Процесс молекулярной дистилляции применяют для разделения относительно небольших количеств дорогостоящих термически нестабильных веществ: витаминов, аминокислот, гормонов и т. п. При больших расходах разделяемых смесей возникает необходимость увеличивать поверхность испарения, объем дистиллятора и, соответственно, неоправданно увеличиваются затраты на герметизацию оборудования и на работу вакуум-насоса.

6.5. РЕКТИФИКАЦИЯ

Процесс ректификации, представляющий собой многократную противоточную перегонку, обычно проводится в компактных колонных аппаратах тарельчатого, насадочного или пленочного типа (см. конструкции абсорберов, гл. 5). Ректификация чаще всего осуществляется при атмосферном давлении, но если необходимо снизить температуру кипения смеси, то ее проводят при пониженном давлении. С другой стороны ректификацию

Рис. 6.10. Схема ректификационной установки непрерывного действия:

1 – верхняя (укрепляющая) колонна; 2 – исчерпывающая колонна; 3 – куб-испаритель; 4 – конденсатор (дефлегматор); 5 – конденсатоотводчик

сжиженного воздуха, например, проводят при давлении в несколько атмосфер, что дает возможность повышать температурный уровень процесса, проходящего при температурах около $-180\text{ }^{\circ}\text{C}$ (90 K).

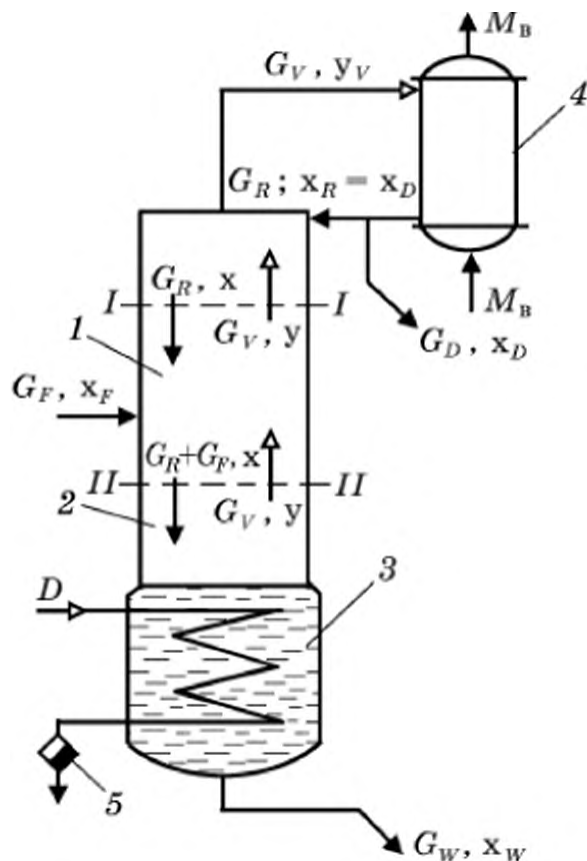
Чаще всего ректификацию проводят в непрерывном режиме, т. е. при постоянной подаче разделяемой смеси (G_F) и постоянном отборе потоков жидкости: обогащенной летучим компонентом (G_D) – из верхней части установки, обедненной летучим (обогащенной менее летучим) компонентом – из нижней части установки (G_W).

Периодическую ректификацию применяют при небольших количествах разделяемой смеси и при часто изменяющихся составах смесей ($x_F = \text{var}$).

Принципиальная схема ректификационной установки непрерывного действия представлена на рис. 6.10. Установка состоит из собственно ректификационной колонны, разделенной точкой ввода исходной смеси (G_F) на верхнюю (укрепляющую) часть 1 и исчерпывающую часть 2. Ниже колонны расположен куб-испаритель 3, в котором кипит жидкая смесь состава $x_W < x_F$; образующиеся при этом пары, несколько обогащенные летучим компонентом, поступают в нижнюю часть ректификационной колонны 2. Над укрепляющей колонной 1 располагается конденсатор 4, в который поступают пары смеси (G_V), обогащенные летучим компонентом ($y_V > x_F$).

Представленные на рис. 6.10 элементы являются принципиально необходимыми, без них процесс ректификации проводить невозможно. Общая технологическая схема ректификационной установки дополнительно содержит подогреватель исходного вещества, холодильники верхнего и нижнего продуктов, насос или напорную емкость (см., например, рис. 6.18).

Расположение дефлегматора 4 и куба-испарителя 3 может быть иным: дефлегматор может устанавливаться непосредственно по оси колонны (как расположен куб на рис. 6.18), а куб-испаритель, наоборот, – может быть вынесен из-под колонны.



Подлежащая разделению бинарная смесь G_F начального состава x_F вводится на некоторую промежуточную по высоте колонны тарелку (или промежуточную точку по высоте насадочной колонны). Смесь подается при температуре ее кипения (или близкой к ней). В кубе-испарителе из кипящей в нем кубовой жидкости непрерывно образуется пар. Чтобы поддержать энергоемкий процесс парообразования, в куб необходимо подавать греющий водяной пар (D), при конденсации которого выделяется необходимая теплота.

Образующиеся в кубе-испарителе пары поступают на нижнюю тарелку ректификационной колонны 2. На этой тарелке находится жидкая смесь, содержащая несколько больше летучего компонента по сравнению с его концентрацией в поступающих из куба парах, поэтому температура кипения жидкой смеси на нижней тарелке всегда меньше температуры приходящих из куба насыщенных паров. Таким образом, поднимающиеся снизу пары контактируют на нижней тарелке с кипящей, несколько менее нагретой жидкостью и конденсируются.

При конденсации паров выделяется теплота фазового перехода, которая передается жидкой фазе на тарелке, и в результате из этой жидкости испаряется практически такое же количество новых паров, обогащенных летучим компонентом по сравнению с поступившими на тарелку парами и с кипящей на тарелке жидкостью.

Пары нового состава поднимаются на следующую тарелку, конденсируются там при контакте с несколько более холодной жидкой смесью и испаряют из нее новую порцию жидкости, образуя еще раз обогащенную летучим компонентом смесь паров. Жидкая смесь при температуре ее кипения стекает на нижнюю тарелку, где контактирует с парами смеси, поступающими из куба-испарителя.

На третьей снизу тарелке происходит аналогичный процесс конденсации и кипения, в результате чего уходящая вверх смесь паров оказывается еще раз обогащенной летучим компонентом, а стекающая вниз жидкая смесь летучим компонентом обедняется, т. е. обогащается менее летучим компонентом, и т. д.

Согласно известному правилу Трутона, молярные теплоты испарения многих жидкостей приблизительно одинаковы, поэтому сконденсировавшиеся на любой тарелке моли смеси паров испарят столько же молей жидкости, и, таким образом, с тарелки уйдет вверх приблизительно прежнее количество молей смеси паров, обогащенных летучим компонентом. Следовательно, вверх по ректификационной колонне поднимаются пары G_V переменного состава, но с практически постоянным по высоте молярным

расходом. С таким же расходом паровая смесь, обогащенная летучим компонентом, выходит с верхней тарелки укрепляющей части колонны 1 (см. рис. 6.10) и поступает на конденсацию в дефлегматор 4. В дефлегматоре происходит полная конденсация паров, поэтому состав образующейся жидкой фазы x_D такой же, что и состав поступающих на конденсацию паров y_V .

Образующийся в дефлегматоре конденсат механически разделяется на два потока. Один поток (G_D, x_D) выводится из установки в качестве готового, так называемого *верхнего продукта (дистиллята)*, максимально обогащенного летучим компонентом. Поток *флегмы* (G_R) с такой же концентрацией, что и поток дистиллята ($x_R = x_D$), возвращается на верхнюю тарелку ректификационной колонны, чтобы паровому потоку (G_V) было из чего извлекать летучий компонент.

Поскольку молярный расход поднимающихся вверх паров не изменяется по всей колонне, то это означает, что и молярный поток стекающей с тарелки на тарелку жидкой смеси также остается неизменным и равным G_R вплоть до точки ввода исходной жидкости. В этой точке поток жидкости увеличивается до суммарной величины $G_R + G_F$. Таким образом, по исчерпывающей части колонны 2 вниз стекает суммарный поток, а концентрация летучего в этом потоке уменьшается в направлении к кубу-испарителю.

Процесс разделения компонентов разной летучести на тарелках ректификационной колонны можно представить как массопередачу летучего компонента из жидкой фазы в паровую под воздействием разности концентраций $y^*(x) - y$, где $y^*(x)$ – концентрация летучего в паровой фазе, равновесная с концентрацией в жидкой смеси; “ y ” – действительная концентрация летучего в паровой фазе. При ректификации паровая фаза является как бы недонасыщенной летучим компонентом ($y < y^*(x)$).

На испарение в кубе значительного количества жидкой фазы требуется соответствующее количество теплоты, которая подводится в куб с греющим паром (D). Греющий пар (обычно в насыщенном состоянии) в кубе-испарителе конденсируется и выделяет теплоту конденсации, передающуюся кипящей кубовой жидкости, а образующийся конденсат греющего пара отводится из установки через конденсатоотводчик 5.

В дефлегматоре происходит конденсация обогащенных летучим компонентом паров с выделением соответствующей теплоты фазового перехода. Эта теплота должна непрерывно отводиться из дефлегматора охлаждающим агентом, для чего в дефлегматор чаще всего подается вода (M_s).

6.5.1. УРАВНЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНОГО БАЛАНСА НЕПРЕРЫВНОЙ РЕКТИФИКАЦИИ

Материальный баланс установки по общей массе жидкой фазы – это равенство количества поступающей в установку смеси G_F и суммарного количества смеси, покидающей установку через дефлегматор (G_D) и через куб-испаритель (G_W):

$$G_F = G_D + G_W. \quad (6.10)$$

Еще одно балансовое соотношение – равенство количества летучего компонента, входящего в установку с исходной смесью ($G_F x_F$), суммарному количеству летучего, выходящего из установки с дистиллятом ($G_D x_D$) и с кубовой жидкостью ($G_W x_W$):

$$G_F x_F = G_D x_D + G_W x_W. \quad (6.11)$$

Уравнение баланса по второму компоненту бинарной смеси не будет независимым от первых двух уравнений (6.10) и (6.11), так как оно есть результат почленного вычитания левых и правых частей этих уравнений.

При составлении балансовых равенств (6.10) и (6.11) для всей ректификационной установки в целом потоки между колонной и дефлегматором G_V и G_R представляют собой внутренние потоки массы и поэтому в балансовых уравнениях они не фигурируют.

Еще одно независимое балансовое уравнение – это материальный баланс, составленный для отдельно рассматриваемого дефлегматора. Поскольку концентрации входящих и выходящих из дефлегматора потоков одинаковы ($y_V = x_R = x_D$), то можно составить только одно независимое уравнение – баланс по общему количеству смеси:

$$G_V = G_R + G_D. \quad (6.12)$$

Уравнения материальных балансов (6.10)–(6.12) составлены для всей ректификационной установки непрерывного действия и для дефлегматора.

Теперь составим уравнение баланса по летучему компоненту для одной только части установки, расположенной выше произвольного сечения $I-I$ (см. рис. 6.10). Через сечение $I-I$ проходят два материальных потока: поток стекающей вниз жидкой смеси G_R с текущим значением концентрации “ x ” летучего и поток поднимающейся паровой смеси G_V с концентрацией летучего компонента “ y ”.

При выводе так называемых *уравнений рабочих линий* процесса непрерывной ректификации обычно принимаются следующие упрощающие допущения: 1) исходная смесь G_F входит на питающую тарелку подогретой до температуры ее кипения; 2) молярные теплоты фазовых переходов обоих компонентов одинаковы, откуда следует условие $G_V = \text{const}$; 3) теплотами растворения

компонентов можно пренебречь; 4) тепловые потери в окружающую среду равны нулю, при этом за счет теплоты конденсации паровой смеси на любой тарелке испаряется такое же молярное количество смеси; 5) диффузионным переносом компонентов вдоль колонны можно пренебречь по сравнению с преобладающим конвективным переносом.

Количества летучего компонента, входящего в рассматриваемую часть установки (см. рис. 6.10) и выходящего из нее, должны быть одинаковы: $G_V y = G_R x + G_D x_D$, или $y = (G_R/G_V)x + (G_D/G_V)x_D$.

Используя соотношение (6.12) и поделив числители и знаменатели слагаемых правой части последнего равенства на G_D , получим уравнение рабочей линии верхней части колонны:

$$y = Rx/(R + 1) + x_D/(R + 1), \quad (6.13)$$

где $R = G_R/G_D$ – так называемое *флегмовое число*, представляющее собой отношение возвращаемого на орошение колонны потока флегмы к потоку дистиллята. Физическое содержание уравнения (6.13) рабочей линии, связывающего значения текущих концентраций летучего в паровой (y) и жидкой (x) фазах, соответствует материальному балансу по летучему компоненту для верхней части ректификационной колонны непрерывного действия.

Аналогично выводится уравнение рабочей линии для нижней части колонны, для чего составляется соотношение материального баланса по летучему компоненту для части установки, расположенной ниже произвольного сечения II–II (рис. 6.10):

$$(G_F + G_R)x = G_V y + G_W x_W, \text{ или } y = (G_F + G_R)x/G_V - G_W x_W/G_V.$$

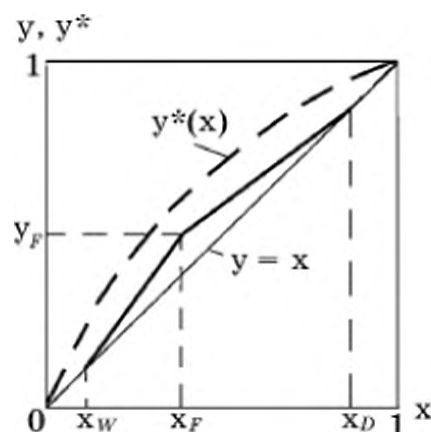
После подстановки $G_V = G_R + G_D$ и деления числителей и знаменателей слагаемых правой части последнего уравнения на G_D получается уравнение рабочей линии для нижней, исчерпывающей части ректификационной колонны:

$$y = (F + R)x/(R + 1) - (W x_W)/(R + 1), \quad (6.14)$$

где $F = G_F/G_D$ и $W = G_W/G_D$ – расходы исходной смеси и кубовой жидкости, отнесенные к расходу дистиллята.

Графическая интерпретация уравнений материального баланса (6.13) и (6.14) прямыми линиями в концентрационных координатах $y - x$ объясняет их название – уравнения рабочих линий процесса (ср. с уравнением рабочей линии (5.41)).

Рис. 6.11. Рабочие линии процесса непрерывной ректификации



Совместное решение уравнения (6.13) и уравнения диагонали $y = x$ позволяет найти точку их пересечения – это точка с координатами (x_D, y_D) (рис. 6.11), а совместное решение уравнения (6.14) с уравнением диагонали определяет точку пересечения рабочей линии для нижней части колонны с диагональю – это точка с координатами (x_W, y_W) .

Совместное рассмотрение обоих уравнений рабочих линий (6.13) и (6.14) показывает, что абсцисса точки их пересечения соответствует концентрации x_F исходной смеси, а ордината – значению $y_F = (Rx_F + x_D)/(R + 1)$ (см. рис. 6.11).

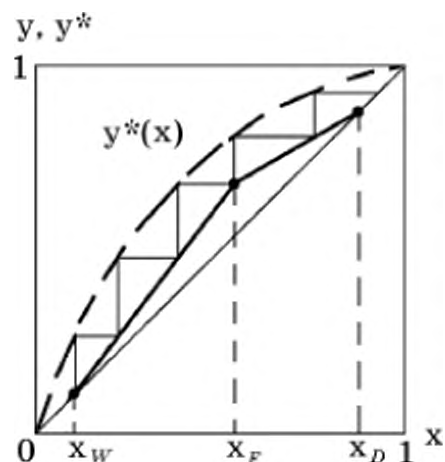
Полезно обратить внимание на характерные особенности рабочих линий процесса непрерывной ректификации по сравнению с рабочей линией для абсорбции (5.41). Во-первых, для ректификации существуют два уравнения рабочих линий, соответствующие материальным балансам для верхней и нижней частей колонны, в которых количества стекающей вниз жидкости различны: G_R и $(G_R + G_F)$; это обуславливает различные углы наклона рабочих линий: для верхней части колонны тангенс угла наклона равен $R/(R + 1) < 1$, а для нижней $(R + F)/(R + 1) > 1$. Во-вторых, физический смысл имеют только отрезки рабочих линий, расположенные выше диагонали единичного квадрата (см. рис. 6.11). В-третьих, оба отрезка рабочих линий процесса лежат ниже равновесной кривой $y^*(x)$.

Общим для рабочих линий всех массообменных процессов является то, что по физическому смыслу все они представляют собой уравнения материального баланса целевого компонента и в качестве переменных (x и y) содержат действительные концентрации компонента в произвольном сечении массообменного аппарата. Последнее обстоятельство объясняет тот факт, что в уравнения рабочих линий процессов не могут входить какие-либо данные о межфазном равновесии. Поскольку уравнения рабочих линий – это материальные балансы процессов, то в них не может содержаться также и кинетическая информация (коэффициенты массоотдачи или теплопередачи, движущие силы процессов или поверхность массопередачи).

6.5.2. ВЛИЯНИЕ ФЛЕГМОВОГО ЧИСЛА НА КОЛИЧЕСТВО НЕОБХОДИМЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ТАРЕЛОК

При рассмотрении общих вопросов теории массообменных процессов в гл. 5 отмечалось, что на так называемой теоретической тарелке состав покидающих ее фаз должен соответствовать равновесному соотношению $y^*(x)$ и что количество теоретических тарелок графически определяется числом прямоугольных ступенек,

Рис. 6.12. Графическое определение числа необходимых теоретических тарелок для процесса непрерывной ректификации



построенных между линией равновесной зависимости и рабочими линиями процесса в задаваемых пределах изменения концентрации целевого компонента (см. рис. 5.16). Для процесса непрерывной ректификации число теоретических тарелок (ступеней изменения концентрации)

находится аналогично, т. е. построением ступенек между общей для обеих частей колонны равновесной зависимостью и рабочими линиями процесса (рис. 6.12). Здесь также последние ступеньки должны перекрывать крайние значения концентраций летучего компонента x_W и x_D .

При расчетах ректификационных процессов значения концентраций x_F , x_D и x_W , а также расход подлежащей разделению смеси (G_F) обычно бывают заданы, и тогда значения расходов верхнего (G_D) и нижнего (G_W) продуктов однозначно находятся из системы уравнений материального баланса (6.10) и (6.11). Величина расхода флегмы G_R может варьироваться в достаточно широких пределах.

Рассмотрим влияние флегмового числа $R = G_R/G_D$ на число теоретических тарелок N_{th} , необходимых для реализации непрерывного процесса ректификации в заданных концентрационных пределах. Анализ проводится в зависимости от положения рабочих линий процесса, описываемых уравнениями (6.13) и (6.14).

Коэффициент $R/(R + 1)$ при независимой переменной “ x ”, равный тангенсу угла наклона рабочей линии для верхней части колонны, по мере увеличения флегмового числа R увеличивается и при $R \rightarrow \infty$ стремится к единице. Это означает, что с увеличением R рабочая линия для верхней части колонны стремится занять положение диагонали, для которой тангенс угла наклона к оси абсцисс тождественно равен единице.

Рабочая линия для нижней части колонны (уравнение (6.14)) по мере увеличения флегмового числа также стремится к диагонали, поскольку тангенс угла ее наклона $(R + F)/(R + 1)$ при $R \rightarrow \infty$ также имеет своим пределом единицу.

Из рис. 6.13 видно, что чем ближе рабочие линии процесса располагаются к диагонали, тем меньшее число более крупных прямоугольных ступенок будет построено между равновесной кривой и рабочими линиями процесса. Равновесная зависимость является функцией только физико-химических свойств смеси и

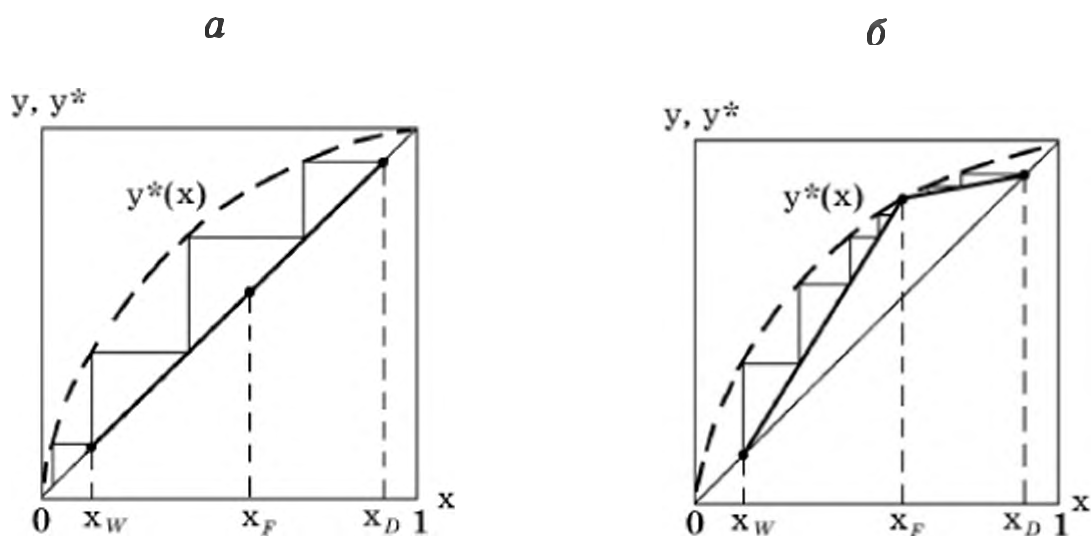


Рис. 6.13. Число теоретических тарелок в предельных случаях:

a – при $R \rightarrow \infty$; $N_{th} = N_{th,m}$; *б* – при $R \rightarrow R_{min}$; $N_{th} \rightarrow \infty$

не связана ни с начальными и конечными концентрациями компонента, ни с расходами смеси, ни с величиной флегмового числа R . Таким образом, минимальное число теоретических тарелок $N_{th,m}$ (рис. 6.13, *a*) зависит только от равновесных свойств разделяемой смеси и от значений концентраций летучего компонента в дистилляте (x_D) и в кубовой жидкости (x_W).

Уменьшение числа теоретических тарелок по мере увеличения возвращаемого в колонну верхнего продукта (G_R) объясняется повышением величины движущей силы процесса, поскольку с удалением рабочих линий от равновесной кривой разность между равновесным и действительным значениями концентрации летучего в паровой фазе увеличивается. Впрочем, это обстоятельство является, по существу, единственным положительным моментом при увеличении флегмового числа, так как наряду с нежелательным уменьшением количества отбираемого из установки верхнего продукта (G_D) по мере увеличения R увеличивается поступающее в куб-испаритель количество жидкой смеси ($G_R + G_F$), что приводит к повышению расхода греющего пара (D), необходимого для испарения жидкой смеси (см. далее тепловой баланс ректификационной установки).

Следует отметить, что работа ректификационной колонны при флегмовом числе, стремящемся к бесконечности, не имеет технологического смысла, так как при этом из установки не отбирается верхний продукт ($G_D = 0$) и все сконденсированные в дефлегматоре пары отправляются на орошение колонны ($G_R = G_V$). Согласно уравнению общего материального баланса (6.10), при $G_D = 0$ вся поступающая в колонну смесь G_F должна выводиться только из куба-испарителя ($G_W = G_F$), как и весь летучий компонент, поступающий с исходной смесью. Балансовое уравнение по

летучему компоненту (6.11) при $G_D \rightarrow 0$ и $G_W = G_F$ дает $x_W = x_F$, т. е. установка, работающая с полным возвратом верхнего продукта (в так называемом режиме полного орошения), исходную смесь на компоненты не разделяет. Однако физически ректификационная установка в режиме полного орошения ($R \rightarrow \infty$) работать может, что и используется при некоторых экспериментальных исследованиях.

Рассмотрим теперь, как влияет на количество теоретических тарелок уменьшение флегмового числа. По мере уменьшения R обе рабочие линии процесса приближаются к равновесной кривой, поскольку тангенс угла наклона рабочей линии для верхней части колонны уменьшается, а для нижней колонны, наоборот, увеличивается.

Из графика на рис. 6.12 следует, что чем ближе рабочие линии располагаются к равновесной кривой, тем большее число прямоугольных ступенек возможно построить между ними. Сами ступеньки становятся все более мелкими, поскольку движущая сила процесса переноса летучего компонента становится все меньше, и разность концентраций, на которую изменяется состав смеси на каждой тарелке, уменьшается.

Уменьшение флегмового числа не может быть беспредельным. Ситуация здесь аналогична той, которая рассматривалась в предыдущей главе при уменьшении расхода орошающей жидкости в абсорбционных колоннах (см. соотношения (5.65) и (5.66)). Действительно, при некотором минимальном значении флегмового числа $R = R_{\min}$ общая точка рабочих линий с абсциссой $x = x_F$ окажется на равновесной кривой (рис. 6.13, б), а это означает, что движущая сила процесса в этой точке оказывается равной нулю. Такая ситуация возможна лишь в предельном, теоретическом случае, поскольку для достижения равновесия требуется бесконечно большая поверхность контакта фаз.

Соотношение для расчета предельно малого числа флегмы получается из условия принадлежности крайней левой точки рабочей линии для верхней части колонны равновесной зависимости:

$$y^*(x_F) = \frac{R_{\min}}{R_{\min} + 1} x_F + \frac{x_D}{R_{\min} + 1},$$

откуда

$$R_{\min} = \frac{x_D - y^*(x_F)}{y^*(x_F) - x_F}. \quad (6.15)$$

Отметим, что уменьшение флегмового числа, хотя и приводит к увеличению числа необходимых теоретических тарелок в колонном аппарате, одновременно увеличивает выход верхнего продукта и, кроме того, снижает требующийся для разделения смеси расход греющего пара в кубе-испарителе (см. уравнение теплового баланса (6.16)).

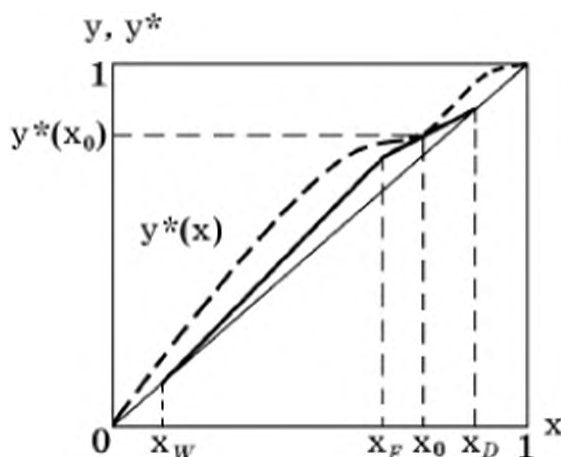


Рис. 6.14. К выводу общей формулы (6.15а) для минимального флегмового числа

Полученное соотношение (6.15) справедливо лишь для частного, но в то же время и наиболее распространенного случая, когда при уменьшении R рабочие линии коснутся равновесной кривой в общей точке с абсциссой $x = x_F$, т. е. как это изображено на рис. 6.13, б. Однако в общем случае, при более слож-

ной форме равновесной кривой $y^*(x)$ точка соприкосновения какой-либо рабочей линии с равновесной кривой может оказаться соответствующей любой другой абсциссе в интервале от x_W до x_D .

Пример такого варианта представлен на рис. 6.14, где соприкосновение рабочей линии верхней части колонны с равновесной кривой происходит в точке с координатами $(x_0, y^*(x_0))$. Расчетная формула для минимального флегмового числа по-прежнему находится из уравнения рабочей линии (6.13) при подстановке в него $R = R_{\min}$, $x = x_0$ и $y = y^*(x_0)$:

$$R_{\min} = \frac{x_D - y^*(x_0)}{y^*(x_0) - x_0}. \quad (6.15a)$$

Если общая точка $(x_0, y^*(x_0))$ окажется лежащей в интервале $x_W < x < x_F$ (на рис. 6.14 такой точки быть не может), то аналогичное использование уравнения рабочей линии для нижней части колонны (6.14) приводит к следующей расчетной зависимости:

$$R_{\min} = \frac{Fx_0 - Wx_W - y^*(x_0)}{y^*(x_0) - x_0}. \quad (6.156)$$

Координаты точек $(x_0, y^*(x_0))$ соприкосновения рабочих линий и равновесной кривой могут быть получены аналитически, т. е. путем совместного решения уравнения явного вида равновесной зависимости $y^*(x)$ и уравнений (6.13) и (6.14) рабочих линий процесса ректификации. Они могут быть найдены также непосредственно из графического изображения процесса в концентрационных координатах $y-x$ путем вращения рабочих линий для верхней и нижней частей колонны соответственно вокруг точек $x = x_D$ и $x = x_W$ на диагонали до получения общей точки $(x_0, y^*(x_0))$ или $(x_F, y^*(x_F))$ с равновесной кривой.

Число прямоугольных ступенек между рабочими линиями и равновесной кривой в предельном теоретическом случае ($R = R_{\min}$) при любом положении точки контакта стремится к бесконечности. Это обстоятельство здесь не доказывается, но нетрудно представить себе, что вблизи точки пересечения рабочей линии и кривой равновесия размер прямоугольных ступенек по мере приближения к вершине угла будет становиться все меньшим. Если теперь увеличивать масштаб изображения, то ситуация с умень-

шением размера ступенек будет повторяться. Следовательно, размер ступенек будет безгранично уменьшаться, а их число также безгранично будет возрастать.

Влияние величины флегмового числа R на число необходимых теоретических тарелок N_{th} показано на рис. 6.15.

Поскольку практически невозможна работа установки при величине флегмового числа, равной минимальному его значению, то в реальных процессах R должно быть непременно больше, чем R_{min} . Кроме того, реальная ректификационная установка должна давать конечное количество верхнего продукта (G_D), т. е. работать с конечным значением флегмового числа.

Вопрос о выборе реального значения R в пределах $R_{min} < R < \infty$ является весьма непростым и в общем случае должен решаться на основе проведения технико-экономического расчета, т. е. посредством вычисления капитальных, эксплуатационных и приведенных (суммарных) затрат на проведение процесса ректификации. Анализ приведенных затрат производится по общей формуле (1.84) или (3.108), где капитальные затраты K на ректификационную установку зависят от числа тарелок и, следовательно, увеличиваются по мере уменьшения флегмового числа, стремясь к бесконечности при $R \rightarrow R_{min}$. Эксплуатационные расходы \mathcal{E} , наоборот, по мере уменьшения R сокращаются, поскольку уменьшается количество возвращаемой и вновь испаряемой в кубе-испарителе жидкости.

Зависимости основных видов затрат от значения флегмового числа представлены на рис. 6.16, где K_{min} – минимальные капитальные затраты на колонну с минимальным числом теоретических тарелок $N_{th, m}$ при $R \rightarrow \infty$, \mathcal{E}_{min} – минимальные затраты на греющий пар при $R \rightarrow R_{min}$. К сожалению, значение оптимального

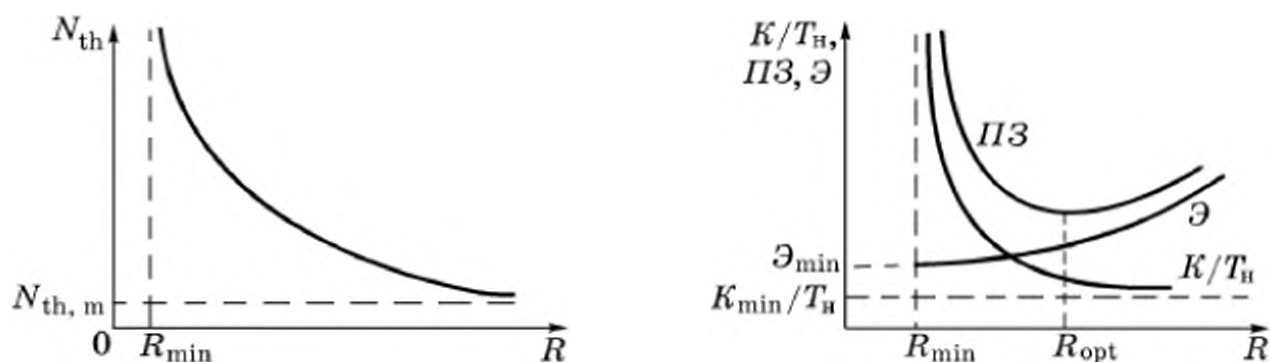


Рис. 6.15. Влияние величины флегмового числа на количество необходимых теоретических тарелок

Рис. 6.16. Выбор действительного (оптимального) флегмового числа для ректификационной установки непрерывного действия:

K , \mathcal{E} и $\mathcal{ПЗ}$ – капитальные, эксплуатационные и приведенные затраты; T_n – нормативное время окупаемости капитальных затрат

флегмового числа R_{opt} , соответствующее минимальным приведенным затратам, приходится вычислять для каждого конкретного процесса ректификации. Численные расчеты существенно осложняются необходимостью иметь обширную информацию о стоимости оборудования, топлива, перевозки оборудования, его монтажа и т. п.

Расчеты по минимуму приведенных затрат в широком диапазоне изменения разнообразных параметров процесса показывают, что реальное значение флегмового числа, близкое к оптимальному, может соответствовать коэффициенту избытка флегмы по отношению к R_{min} в пределах от 1,1 до 3, т. е. при отсутствии более конкретных данных можно приближенно принимать $R \approx (1,1 \div 3)R_{\text{min}}$.

После того как решен вопрос выбора реального (рабочего, оптимального) флегмового числа R , графически находится число необходимых теоретических тарелок N_{th} (см. рис. 6.12).

Необходимое число реальных тарелок N ректификационной колонны определяется теми же методами, что рассмотрены при анализе массообменных аппаратов общего назначения (см. соотношения (5.42) – (5.61)). При этом используются экспериментальные данные о кинетике процессов ректификации и о расстоянии между тарелками.

Вычисление необходимого диаметра ректификационной колонны D_k производится по уравнению расхода: $D_k = \sqrt{V_c(\gamma_4 w_v)}$, где V_c – объемный расход поднимающейся по колонне паровой смеси разделяемых компонентов ($\text{м}^3/\text{с}$), вычисляемый через мольный расход этих паров G_v ($\text{кмоль}/\text{с}$) и удельный объем одного киломоля паров $v_{\text{уд}}$ ($\text{м}^3/\text{кмоль}$), в свою очередь определяемый по закону состояния идеальных газов $v_{\text{уд}} = 22,4(\Pi_0/\Pi)(T/T_0)$, где 22,4 – объем (м^3), занимаемый одним киломолем любого пара или газа при нормальных значениях общего давления (Π_0) и температуры (T_0), а Π и T – общее давление и температура паров в колонне; $V_c = G_v v_{\text{уд}}$; w_v – рекомендуемая по опытным данным скорость паровой фазы, достаточная для равномерного барботажа паров через все отверстия тарелок, но не слишком значительная, чтобы отсутствовал унос брызг жидкой смеси с нижних тарелок на верхние. В большинстве случаев $w_v = 0,4 \div 1,0 \text{ м/с}$ (см. гл. 5).

6.5.3. ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС НЕПРЕРЫВНОЙ РЕКТИФИКАЦИИ

На рис. 6.17 представлена схема установки непрерывной ректификации, на которой вместо расходов смесей и концентраций летучего компонента показаны соответствующие этим расходам количества теплоты Q (ср. с рис. 6.10).

Тепловой баланс для части установки без дефлегматора, т. е. для колонны и куба-испарителя, означает, что при стационарном режиме работы установки входящие и выходящие количества теплоты равны друг другу:

$$Q_{г. п} + Q_F + Q_R = Q_{конд} + Q_V + Q_W + Q_{пот}. \quad (6.16)$$

В соотношении (6.16) отсутствуют два потока теплоты, которыми обмениваются куб-испаритель и нижняя часть ректификационной колонны, поскольку эти потоки являются внутренними для того объекта, для которого составлен этот тепловой баланс.

Будем полагать, что греющий пар поступает в куб-испаритель сухим и насыщенным, а его конденсат выходит из межтрубного пространства куба при температуре конденсации. Тогда разность количества теплоты ($Q_{г. п} - Q_{конд}$) равна произведению расхода греющего пара D и удельной теплоты его конденсации: $Q_{г. п} - Q_{конд} = Dr_{г. п}$.

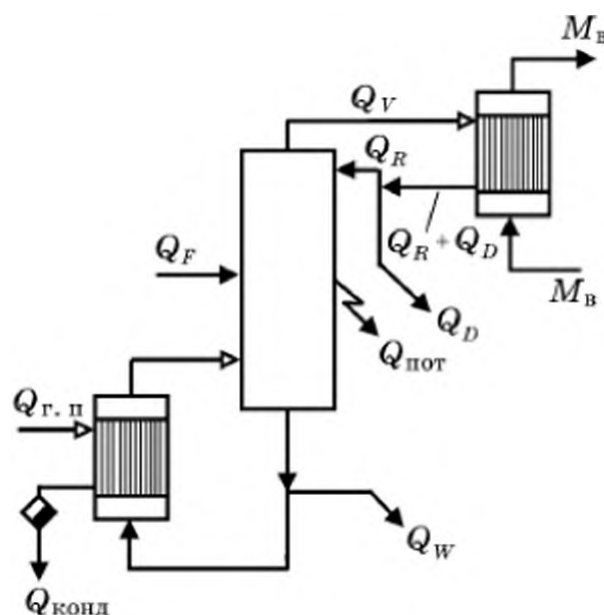
Уравнение (6.16) может быть переписано в виде:

$$Dr_{г. п} = G_D(R + 1)r_V + G_W(i_W - i_F) + Q_{пот}, \quad (6.17)$$

где приближенно принимается равенство удельных энтальпий жидких смесей на входе в колонну и на выходе из дефлегматора ($i_F \approx i_R$), что справедливо при близких значениях температур кипения исходной смеси и конденсации паров в дефлегматоре; разность энтальпий паров на входе в дефлегматор (i_V) и жидкости, выходящей из дефлегматора (i_R), представлена как удельная теплота конденсации паров смеси: $i_V - i_R = r_V$. Эти приближения справедливы, если исходная смесь подается в колонну при температуре ее кипения, а в дефлегматоре происходит полная конденсация поступающих в него паров; образующийся в дефлегматоре конденсат выводится из дефлегматора и поступает в верхнюю часть колонны при температуре конденсации.

Согласно уравнению теплового баланса (6.17), теплота конденсации греющего пара расходуется на испарение жидкости в количестве $G_D(R + 1)$ и на нагрев кубового остатка G_W от температуры кипения исходной смеси до температуры кипения кубовой жидкости.

Рис. 6.17. Схема тепловых потоков установки непрерывной ректификации



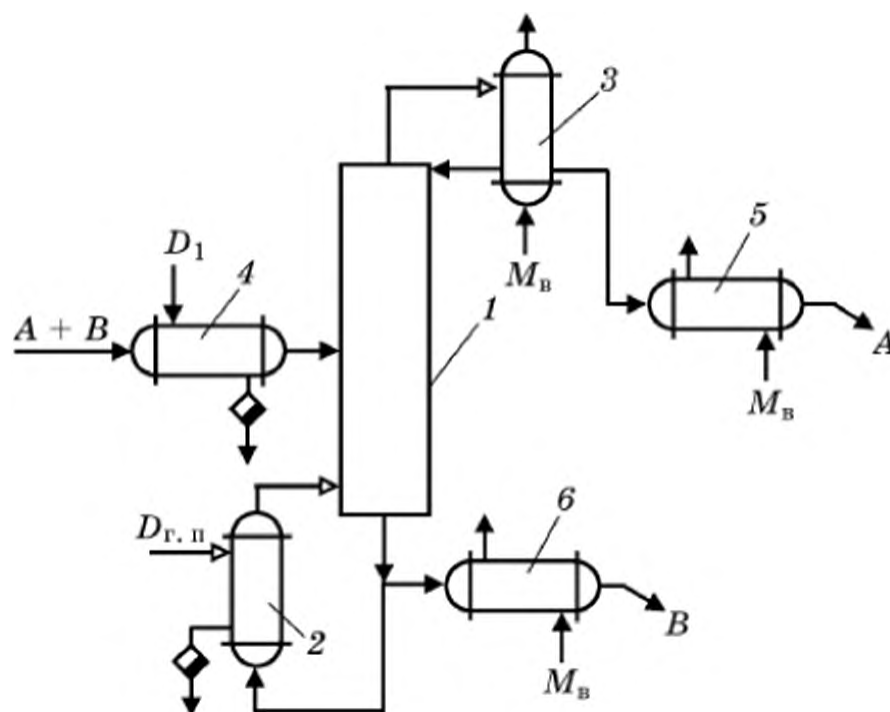


Рис. 6.18. Схема ректификационной установки для разделения бинарной смеси:

1 – ректификационная колонна; 2 – куб-испаритель; 3 – конденсатор-дефлегматор; 4 – подогреватель исходной смеси; 5 и 6 – холодильники верхнего и нижнего продуктов

Если пренебречь вторым слагаемым по сравнению с первым и потерями теплоты с поверхности установки в окружающую среду ($Q_{\text{пот}}$), то приближенно можно считать, что теплота конденсации греющего пара расходуется на испарение из жидкости пара $G_V = G_D + G_R$, поднимающегося вверх по колонне.

Таким образом, расход греющего пара оказывается пропорциональным флегмовому числу, о чем говорилось ранее. Следует отметить, что расход теплоты греющего пара на реализацию процесса ректификации оказывается достаточно большим, поскольку велик расход жидкости $G_D(R + 1)$, превращающейся в паровую фазу в кубе-испарителе. Поэтому при проектировании ректификационных установок (на рис. 6.18 представлена более полная схема ректификационной установки, содержащая подогреватель исходной смеси 4 и холодильники дистиллята 5 и кубовой жидкости 6) стремятся не принимать излишне больших избытков флегмы сверх минимально необходимого ее расхода (R_{min}), если только это не приводит к слишком большому числу необходимых тарелок. Помимо этого, некоторую экономию греющего пара дают мероприятия по частичной рекуперации затрачиваемой в кубе-испарителе теплоты. Так, для подогрева начальной смеси до температуры ее кипения может использоваться физическая теплота кубовой жидкости и дистиллята, отводимых из куба и из

дефлегматора при температурах кипения жидкостей соответствующих составов. При этом не только экономится некоторое количество затрачиваемой на ректификацию теплоты, но и сокращается расход воды на охлаждение отводимых потоков кубовой жидкости и дистиллята.

Еще одно независимое уравнение теплового баланса, обычно используемое для определения необходимого расхода воды (M_v) в дефлегматоре, – баланс для дефлегматора, согласно которому теплота конденсации ($G_v r_v$) нагревает воду в дефлегматоре:

$$G_v r_v = M_v c_v (t_k - t_n), \quad (6.18)$$

где c_v – теплоемкость воды; t_n и t_k – начальная и конечная температуры воды на входе и выходе из дефлегматора.

Первое, основное по величине слагаемое расхода теплоты в уравнении теплового баланса (6.17) соответствует левой части равенства (6.18), поэтому можно считать, что теплота, отдаваемая греющим паром в кубе-испарителе кипящей жидкости, приблизительно равна теплоте, отводимой из дефлегматора охлаждающей водой. Такой переход теплоты от носителя с высокой температурой (греющий пар) к теплоносителю с меньшей температурой является термодинамической “платой” за проводимый процесс разделения смеси компонентов, сопровождающийся уменьшением суммарной энтропии системы.

6.5.4. РЕКТИФИКАЦИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ

Схемы установок для непрерывного разделения смесей, содержащих несколько компонентов различной летучести, могут быть различными в зависимости от соотношения относительных летучестей компонентов (рис. 6.19). Вариант, представленный на рис. 6.19, а, соответствует значительному отличию летучестей компонентов А и В от летучести наименее летучего компонента С; вариант, представленный на рис. 6.19, б, используется при значительном отличии летучести наиболее летучего компонента А от летучестей компонентов В и С. Число колонн для разделения многокомпонентной смеси на единицу меньше числа разделяемых компонентов исходной смеси.

Организация материальных и тепловых потоков в ректификационных установках непрерывного разделения многокомпонентных смесей принципиально не отличается от таковой для разделения смесей бинарного состава. Однако расчеты процессов ректификации многокомпонентных смесей в каждой из колонн много сложнее аналогичных расчетов для бинарных смесей, о которых шла речь выше. Методы расчетов многокомпонентного

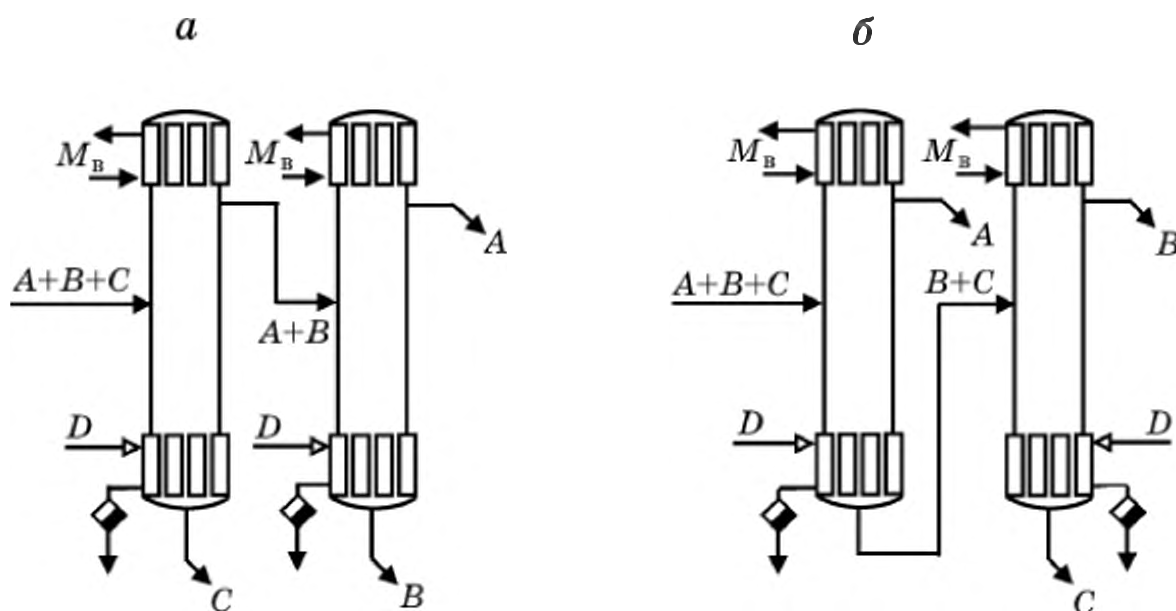


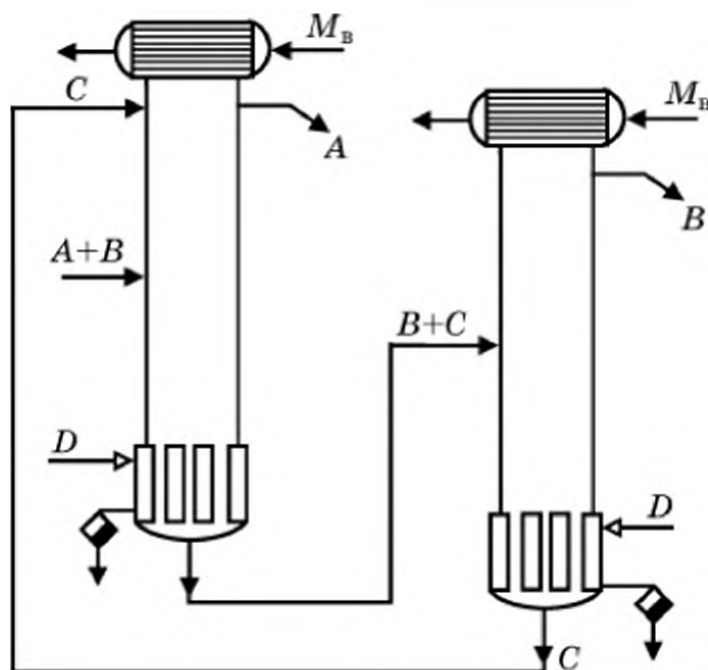
Рис. 6.19. Схемы непрерывной ректификации трехкомпонентных смесей

разделения рассматриваются в специальной литературе; там же излагаются алгоритмы расчетов процессов разделения итерационными и другими разработанными в настоящее время методами.

6.5.5. ЭКСТРАКТИВНАЯ И АЗЕОТРОПНАЯ РЕКТИФИКАЦИЯ

Когда необходимо разделить бинарную смесь с очень близкими летучестями компонентов, то это можно реализовать с помощью обычной ректификации. Однако при близких температурах кипения компонентов кривая равновесия $y^*(x)$ располагается весьма близко к диагонали, при этом число теоретических тарелок оказывается слишком большим, что приводит к экономически неоправданной высоте ректификационной колонны.

В таких случаях стараются подобрать некий третий компонент (экстрагент), который обладал бы по отношению к разделяемым компонентам некоторым разделяющим свойством по-разному связываться с исходными компонентами – как бы “разводить” их по свойству летучести. При этом летучий компонент (на рис. 6.20 компонент A) уходит в дефлегматор, а смесь второго компонента (B) с экстрагентом (C) выходит из куба-испарителя



При этом летучий компонент (на рис. 6.20 компонент A) уходит в дефлегматор, а смесь второго компонента (B) с экстрагентом (C) выходит из куба-испарителя

Рис. 6.20. Схема экстрактивной ректификации:

A и B – разделяемые близкикипящие компоненты; C – экстрагент

в качестве менее летучей смеси. Эту смесь разделяют в дополнительной ректификационной колонне. После отделения от компонента B экстрагент C вновь поступает в первую колонну.

Такая *экстрактивная ректификация* может оказаться выгоднее по величине приведенных затрат, несмотря на необходимость иметь две ректификационные колонны, дополнительную затрату греющего пара в кубе-испарителе второй колонны и на наличие некоторого количества экстрагента в разделяемых компонентах A и B .

Конкретным примером экстрактивной ректификации может служить разделение смеси нормального бутана и псевдобутилена, разность температур кипения которых составляет $1,7\text{ К (}^{\circ}\text{C)}$. Экстрагентом для этой смеси служит ацетон, связывающий в значительно большей степени псевдобутилен. Смесь псевдобутилена с ацетоном разделяется во второй колонне, из куба которой ацетон снова направляется в первую колонну.

В отличие от экстрактивной, *азеотропная ректификация* используется для разделения жидких смесей, имеющих исходную концентрацию азеотропного состава (концентрация x_A , см. рис. 6.2), т. е. для нераздельно кипящих смесей, которые в принципе не могут быть разделены с помощью обычной ректификации ни при каком числе ступеней изменения концентрации (теоретических тарелок).

Смысл азеотропной ректификации состоит в подборе такого третьего компонента, который разрушал бы азеотропное состояние исходной смеси и отгонялся с одним из разделяемых компонентов, образуя с этим компонентом после их совместной конденсации взаимно нерастворимую жидкую смесь. По физико-химическому воздействию на исходную смесь функция разделяющего компонента здесь аналогична “разводящей” функции экстрагента при экстрактивной ректификации. Разница только в том, что в процессе азеотропной ректификации приходится разрушать исходную смесь азеотропного состава, а при экстрактивной – изменять летучести близки кипящих компонентов.

Принципиальная схема установки для проведения азеотропной ректификации представлена на рис. 6.21. Исходная смесь компонентов A и B азеотропного состава x_A подается на соответствующую промежуточную тарелку. Разделяющий компонент C вводится в верхнюю часть колонны. Менее летучий (высококипящий) компонент B отбирается из куба-испарителя в качестве кубовой жидкости, а пары летучего (A) вместе с разделяющим веществом C конденсируются в дефлегматоре и затем разделяются в гравитационном отстойнике. Из отстойника компонент A отводится в качестве продукта перегонки, а разделяющий компонент C поступает в верхнюю часть колонны.

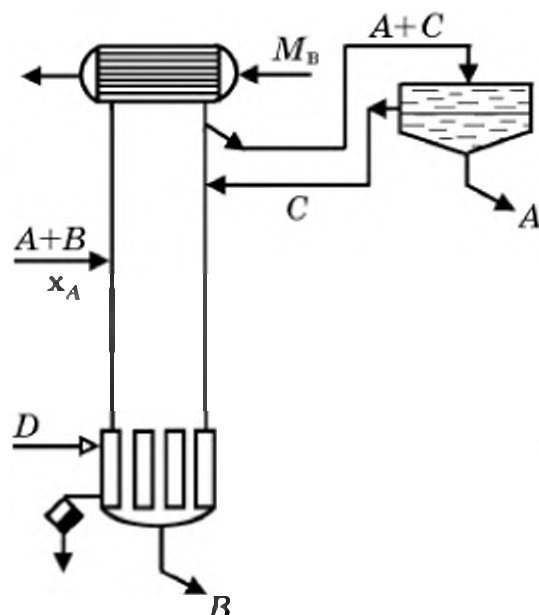


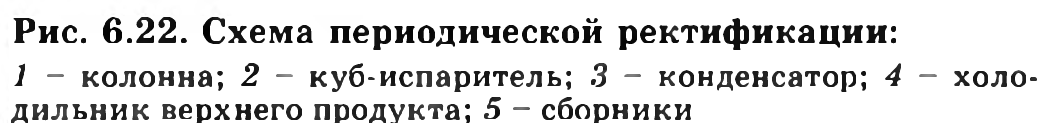
Рис. 6.21. Схема азеотропной ректификации

Следует отметить, что на рис. 6.21 представлена значительно упрощенная схема азеотропной ректификации, лишь иллюстрирующая принцип этого специфического метода разделения жидких смесей. Действительные схемы азеотропной ректификации содержат не одну, а две или три колонны, с помощью которых достигается необходимая степень очистки исходных компонентов как друг от друга, так и от вспомогательного разделяющего вещества.

Периодический процесс ректификации используется в тех случаях, когда предыдущий технологический процесс получения подлежащей разделению жидкой смеси сам является периодическим. Это характерно для относительно малотоннажных производств. Кроме того, при периодической ректификации может проводиться разделение многокомпонентной смеси с помощью единственной колонны.

по колонне, конденсируются на пустых и еще холодных тарелках, а образующаяся при этом жидкая смесь стекает в куб-испаритель.

За счет выделяющейся при конденсации теплоты тарелки и корпус колонны быстро прогреваются, на тарелках накапливается жидкость, а пары смеси начинают достигать конденсатора 3. Сконденсированные в дефлегматоре пары G_v разделяемых компонентов, как



и при непрерывной ректификации, механически разделяются на два потока, один из которых отбирается в качестве готового продукта (G_D), а второй (флегмовый поток) направляется на орошение колонны (G_R).

Периодическая ректификация может осуществляться двумя способами: при постоянном флегмовом числе ($R = G_R/G_D = \text{const}$) и в режиме поддержания постоянного состава дистиллята ($x_D = \text{const}$). Существенно, что при работе в режиме $R = \text{const}$ концентрация летучего компонента в верхнем продукте непрерывно уменьшается, поскольку в первые моменты периодического процесса из кипящей в кубе смеси испаряется наибольшее количество летучего компонента, а по мере исчерпывания его из жидкой фазы естественно убывает концентрация летучего и в паровой фазе, конденсирующейся в дефлегматоре. Таким образом, вариант периодической работы при постоянном значении флегмового числа наиболее удобен для разделения многокомпонентных исходных смесей на более или менее чистые компоненты, каждый из которых собирается в отдельный сборник 5.

При работе по второму варианту в течение некоторого времени от начала периодического процесса можно поддерживать постоянное значение концентрации летучего компонента при разделении бинарной смеси. Но количество летучего в кубе-испарителе убывает с самого начала процесса ректификации, поэтому поддержать постоянное количество конденсирующегося в дефлегматоре летучего компонента оказывается возможным только при увеличении количества возвращаемой в колонну флегмы ($G_R = \text{var}$). Следует отметить, что закон, по которому необходимо увеличивать возврат флегмы из конденсатора, заранее неизвестен и должен определяться расчетом процесса периодической ректификации. Существенно, что увеличение флегмового потока при $x_D = \text{const}$ приводит к необходимости соответствующего увеличения расхода греющего пара в кубе-испарителе.

Расчеты такого периодического процесса оказываются сложными, и, кроме того, технику непрерывного изменения расходов флегмы и греющего пара даже по известным (из предварительных расчетов) законам их изменения в течение процесса можно реализовать лишь средствами программного управления. Из-за сложности расчетов и технической реализации процессы периодической ректификации с искусственным поддержанием постоянного значения концентрации летучего компонента в верхнем продукте ($x_D = \text{const}$, $R = \text{var}$) используются сравнительно редко.

Значительно больше распространены процессы периодической ректификации, проводимые при постоянном флегмовом числе. Для некоторых малотоннажных производств такой способ ректификации может быть предпочтительней даже непрерывной ректификации, поскольку разделение исходной смеси любого числа разнокипящих компонентов здесь возможно при помощи одной колонны.

Рассмотрим подробнее этот вариант периодической ректификации. При постоянном флегмовом числе тангенс угла наклона рабочей линии процесса ($R/(R + 1)$) также постоянен. Для периодического процесса, при котором точка ввода разделяемой смеси не делит колонну на две части, вся колонна представляет собой аналог верхней, укрепляющей части колонны при непрерывной ректификации.

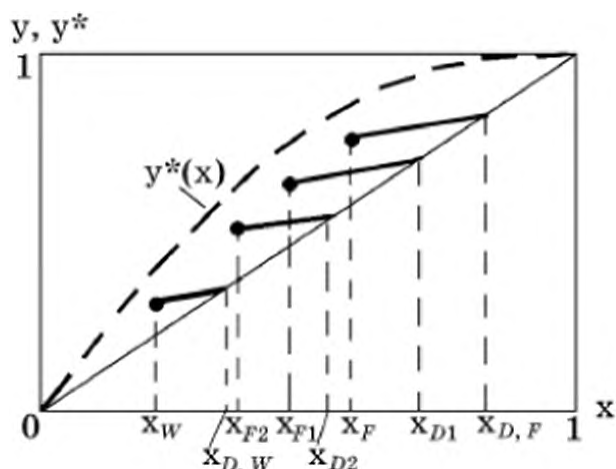


Рис. 6.23. Рабочие линии процесса периодической ректификации при постоянном флегмовом числе ($R = \text{const}$)

Пусть при концентрации x_F летучего в кубе-испарителе в первый момент времени периодического процесса его концентрация в дистилляте составляет $x_{D,F}$ (рис. 6.23). В последующие моменты концентрации летучего в кубе будут непрерывно умень-

шаться и принимать значения x_{F1} , x_{F2} и т. д. вплоть до некоторого задаваемого значения x_W . Соответственно будет уменьшаться и концентрация летучего компонента в дистилляте: x_{D1} , x_{D2} и т. д. В итоге такого процесса будут получены кубовая жидкость состава x_W и дистиллят некоторого среднего в пределах $x_{D,F} \div x_{D,W}$ состава.

Здесь возможны также два вида разделения. При одном – получающийся дистиллят G_D отбирают в отдельные емкости в соответствии с желаемой концентрацией летучего в каждой фракции ($x_D \div x_{D1}$; $x_{D1} \div x_{D2}$ и т. д.). При другом – весь дистиллят собирается в одном сборнике верхнего продукта, а его средний состав $x_{D,F} \div x_{D,W}$ приближенно определяется как среднее арифметическое значение $x_{Dcp} = (x_{D,F} + x_{D,W})/2$. Чтобы точнее вычислить x_{Dcp} , требуются сложные расчеты зависимости между $x_{F,i}$ и $x_{D,i}$ и последующее определение средней интегральной величины x_{Dcp} .

Более четкое разделение достигается при так называемой *фракционной ректификации*, которая проводится в следующей последовательности. Из первоначальной загрузки жидкой смеси состава x_F в результате ректификации получают первую фракцию состава x_{D1} и кубовый остаток состава x_{F1} . Далее остаток разделяют и получают дистиллят состава x_{D2} и новый остаток состава x_{F2} . Первую фракцию состава x_{D1} вновь загружают в куб-испаритель и разделяют на дистиллят требуемого состава x_D и остаток исходного состава x_F . Первую порцию кубового остатка состава x_{F1} также периодически разделяют на дистиллят состава x_F и остаток конечного состава x_W . Кубовый остаток от разделения первой порции дистиллята и дистиллят первой порции кубового остатка состава x_F смешивают с новой порцией исходной смеси и последовательность периодических процессов ректификации повторяют.

Упрощенная схема периодических операций, представленная на рис. 6.24, может быть более разветвленной, если необходимо достичь требуемой степени разде-

Рис. 6.24. Простейшая схема фракционной ректификации:

$$x_W < x_{F1} < x_F < x_{D1} < x_D$$

ления в одной единственной ректификационной колонне, что является существенным преимуществом этого способа разделения. Недостаток фракционной ректификации состоит в необходимости многократного прокачивания получающихся порций жидкостей разного состава из сборников в куб-испаритель и в несколько повышенном расходе греющего пара на подогрев отдельных порций жидкости, охлаждающихся при их перемещении из одной емкости в другую.

Расчет числа теоретических тарелок проводится внутри каждого последовательного интервала изменения концентраций графическим способом, аналогичным расчету числа тарелок в процессе непрерывной ректификации. Чтобы перейти от числа теоретических тарелок к необходимому количеству тарелок реальных, требуется информация (практически всегда получаемая только экспериментально) о зависимости коэффициента полезного действия реальных тарелок от многочисленных влияющих на кинетику процесса параметров (см. расчет числа реальных тарелок для процессов непрерывной ректификации и абсорбции).

Расчет высоты насадки для процессов ректификации, проводимых в колоннах насадочного типа, выполняется методами, подробно рассмотренными в гл. 5 на примере процессов абсорбции.

Вопросы для самопроверки

1. Каков принцип процессов простой перегонки и перегонки с дефлегмацией?
2. Что такое перегонка с водяным паром?
3. В каких случаях используется молекулярная дистилляция?
4. Каков принцип действия ректификационной установки непрерывного действия?
5. Какое физическое содержание заключено в уравнениях рабочих линий процесса непрерывной ректификации?
6. Каким образом флегмовое число влияет на количество необходимых теоретических тарелок?
7. Что такое минимальное и рабочее флегмовые числа?
8. От каких факторов зависит необходимый диаметр ректификационной колонны?
9. Какие слагаемые содержит уравнение (6.16) теплового баланса ректификационной установки непрерывного действия?
10. Каковы схемы установок для ректификации многокомпонентных смесей?
11. Каким образом осуществляются процессы экстрактивной и азеотропной ректификации?
12. Как реализуется процесс периодической ректификации?

ЖИДКОСТНАЯ ЭКСТРАКЦИЯ. МЕМБРАННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ

7.1. ЖИДКОСТНАЯ ЭКСТРАКЦИЯ

Жидкостной экстракцией называют процесс переноса массы некоторого (целевого) компонента из одной жидкости, в которой он был растворен, в другую жидкость, которая растворяет компонент лучше первоначального растворителя; при этом первоначальная жидкость и новый растворитель должны быть нерастворимы друг в друге. Жидкость, в которую переходит компонент, называют *экстрагентом*; исходную жидкость, из которой компонент удален, – *рафинатом*, а новый раствор целевого компонента в экстрагенте называют *экстрактом* (рис. 7.1).

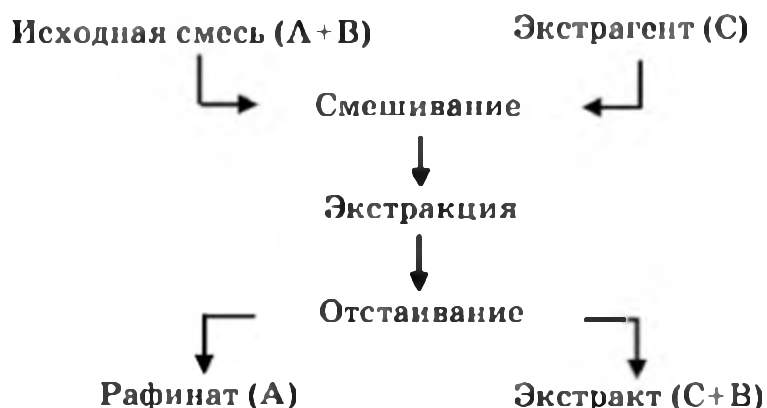
Процессы жидкостной экстракции широко используются в химической, нефтехимической, гидрометаллургической, фармацевтической и других отраслях промышленности, в технологии получения редких и рассеянных элементов, при извлечении ценных и токсичных веществ из растворов и промышленных сточных вод и т. п.

Наряду с перегонкой и ректификацией жидкостная экстракция является одним из основных методов разделения гомогенных жидких смесей, в том числе и имеющих близкие или даже одинаковые температуры кипения (летучести) компонентов. Поскольку при экстракционном извлечении целевого компонента (компонентов) в отличие от процессов перегонки и ректификации не требуется испарять исходную жидкую смесь, то изотермический процесс жидкостной экстракции экономически значительно более выгоден. Кроме того, экстракция может быть использована для разделения жидких смесей, не допускающих нагревания до температуры ее кипения вследствие возможных процессов разложения, осмоления и т. п.

Относительным недостатком экстракционного разделения смесей является присутствие следов экстрагента в рафинате и исходной жидкости в экстракте. К тому же далеко не всегда удастся подобрать для конкретной исходной смеси такой экстрагент, который не только обладал бы значительной растворимостью по отношению к целевому компоненту и имел малую взаимную растворимость с исходной жидкостью, но и имел бы плотность, значительно

Рис. 7.1. Схема простой экстракции:

А – первоначальный растворитель; В – целевой компонент; С – экстрагент (вторичный растворитель)



отличающуюся от плотности исходной жидкости. Последнее обстоятельство существенно для гравитационного или центробежного разделения (см. гл. 2) рафината и экстракта.

7.1.1. РАВНОВЕСИЕ В СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ – ЖИДКОСТЬ

Большинство процессов жидкостной экстракции происходит при неизменной температуре, поэтому равновесие в системе, состоящей из двух жидкостей (растворителей) и целевого компонента, в различной степени растворяющегося в этих жидкостях, удобно представлять в виде изотерм равновесия (рис. 7.2) в координатах $x - y^*$: x – концентрация целевого компонента в исходном растворителе, $y^*(x)$ – равновесная концентрация компонента в экстракте.

Согласно известному из курса физической химии правилу фаз Гиббса, число степеней свободы системы, состоящей из трех (k) компонентов (А, В и С) и двух (Φ) несмешивающихся жидких фаз, равно $k - \Phi + 2 = 3$. В процессах жидкостной экстракции эти три степени свободы обычно реализуются в виде независимых величин составов двух жидких фаз и температуры; при этом внешнее давление уже не может быть независимым параметром и, следовательно, на процесс жидкостной экстракции не влияет.

Равновесные составы трехкомпонентной смеси в общем случае могут быть изображены на так называемой *треугольной диаграмме* (рис. 7.3), в которой относительный состав каждой из трех фаз по отношению к общей смеси x_i соответствует отрезку стороны равностороннего треугольника; отрезок отсчитывается в направлении компонента по часовой стрелке.

Чтобы для известной точки M отсчитать долю x_i i -го компонента по отношению ко всей смеси, необходимо от точки M провести линию, параллельную стороне треугольника, противоположной i -й вершине треугольника, и тогда отрезок этой стороны, прилегающий к предшествующей вершине треугольника, будет соответствовать искомой доле x_i . На рис. 7.3 показаны отрезки

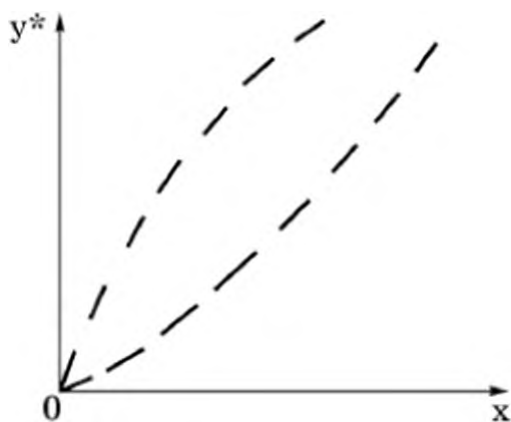


Рис. 7.2. Вид изотерм экстракционного равновесия разного типа

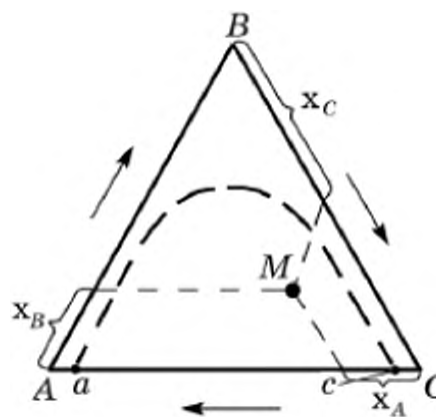


Рис. 7.3. Треугольная диаграмма составов трехкомпонентной смеси

сторон треугольной диаграммы, соответствующие долям x_A , x_B , x_C всех трех компонентов (А, В и С).

Очевидные свойства треугольных диаграмм равновесия – при любом положении точки M , характеризующем состав тройной смеси, сумма долей всех трех компонентов равна единице: $x_A + x_B + x_C = 1$, или 100 %, если величины x_A , x_B и x_C выражаются в процентах от общей массы смеси. Положение точки M на какой-либо из сторон треугольника означает наличие лишь двойной смеси, т. е. отсутствие компонента, соответствующего противоположной вершине треугольника.

Способ изображения равновесных составов трехкомпонентных смесей с помощью треугольных диаграмм не связан с вопросом о взаимной растворимости компонентов. Однако для промышленных процессов жидкостной экстракции вопрос о растворимости компонентов друг в друге важен, поскольку две образовавшиеся после экстракции жидкие фазы рафината и экстракта (см. рис. 7.1) не должны быть растворимы друг в друге. В противном случае их невозможно разделить в гравитационных или центробежных отстойниках, используя разность их плотностей.

Трехкомпонентные жидкие системы все же обладают некоторой взаимной растворимостью. Зона растворимости изображается на треугольной диаграмме с помощью так называемой *бинодальной кривой* (пунктирная кривая на рис. 7.3), которая делит площадь треугольника на две части. Любая точка, лежащая выше бинодальной кривой, соответствует полной взаимной растворимости смеси трех компонентов (зона гомогенной смеси). Положение точки под бинодальной кривой означает, что две жидкие фазы не смешиваются друг с другом (зона гетерогенной смеси – эмульсии) и потому могут быть разделены в отстойнике (см. рис. 2.5) или в центробежном сепараторе (см. рис. 2.21).

Близкое положение точек a и c к вершинам A и C треугольника означает наличие некоторой растворимости исходного растворителя (A) и экстрагента (C), что для процессов промышленной экстракции нежелательно, поскольку означает присутствие некоторого количества исходного растворителя в экстракте и экстрагента – в рафинате. Верхняя часть площади треугольника, как правило, не представляет интереса для промышленных процессов экстракции, поскольку гомогенную смесь трех компонентов невозможно разделить механическими методами.

Конкретная форма бинодальной кривой зависит от характера межмолекулярного взаимодействия компонентов A , B и C и может быть найдена по данным экспериментального изучения свойств взаимной растворимости конкретных компонентов.

На взаимную растворимость веществ значительное влияние оказывает температура, по мере увеличения которой растворимость обычно возрастает. Поэтому по мере повышения температуры трехкомпонентной системы точки a и c на рис. 7.3 перемещаются дальше от вершин A и C , а высота бинодальной кривой уменьшается. Иными словами, увеличение температуры сокращает пределы существования гетерогенной жидкофазной смеси трех компонентов. Поэтому процессы жидкофазной экстракции предпочтительно проводить при низких температурах. Обычно используются комнатные температуры, что не требует специального охлаждения.

Для анализа процессов жидкостной экстракции существенное значение имеет распределение целевого компонента B в жидких фазах исходного растворителя (A) и экстрагента (C) при установлении между ними состояния равновесия. Такие данные получают также экспериментальным путем и обычно представляют в виде коэффициента распределения целевого компонента (B) в двух жидкостях, т. е. в качестве отношения концентрации компонента в одной жидкости к концентрации в другой жидкости. Эти же экспериментальные данные изображают графически, фиксируя на бинодальной кривой точки, соответствующие концентрациям компонента в одной и в другой жидкости.

Для дальнейшего анализа процессов экстракции удобнее оперировать величинами концентрации целевого компонента (B) в бинарной исходной смеси с первоначальным растворителем (X_F), в трехкомпонентной смеси исходного раствора с экстрагентом (X_M) и в расслоившихся жидкостях: в экстракте (X_E) и в рафинате (X_R) (см. рис. 7.4). Все концентрации целевого компонента отсчитываются теперь как отрезки сторон AB треугольника, начинающиеся от вершины A . При этом отсчет концентрации в экстракте X_E (отрезок CE_1) для удобства переносится на сторону AB .

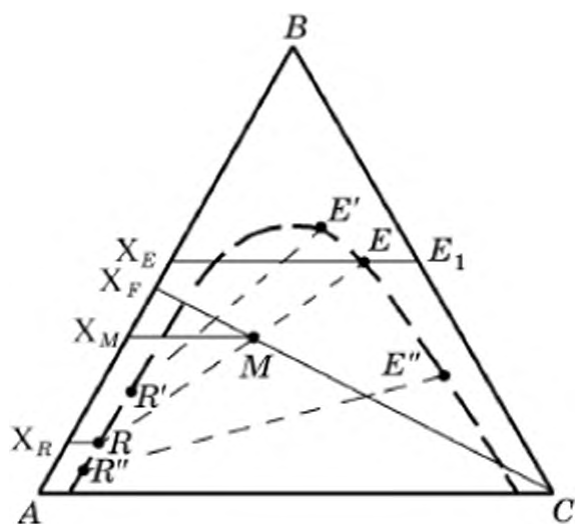


Рис. 7.4. Равновесные свойства трехкомпонентных жидких смесей в треугольной диаграмме

Точки E и R на бинадальной кривой, соответствующие равновесным значениям концентраций компонента в экстракте (X_E) и в рафинате (X_R), соединяются отрезком \overline{ER} . Этот отрезок называется *конодой*.

Поскольку значение коэффициента распределения X_E/X_R обычно не является постоянным даже для одной и той же системы и изменяется в зависимости от величины концентрации в одной из расслоившихся фаз, то на треугольной диаграмме это соответствует наличию пучка конод, соединяющих точки равновесных концентраций (E' и R' , E'' и R'' и т. д.).

7.1.2. УРАВНЕНИЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ БАЛАНСОВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЭКСТРАКЦИИ

Сначала рассмотрим материальный баланс процесса *до расслаивания* жидких компонентов. Пусть перед добавлением экстракта имелась масса бинарной жидкой смеси G_F первоначального растворителя с концентрацией целевого компонента X_F , соответствующей положению точки F на стороне AB треугольной диаграммы (рис. 7.5, *a*). К исходной смеси добавляется чистый экстрагент в количестве G_C , что дает точку M , соответствующую составу тройной смеси.

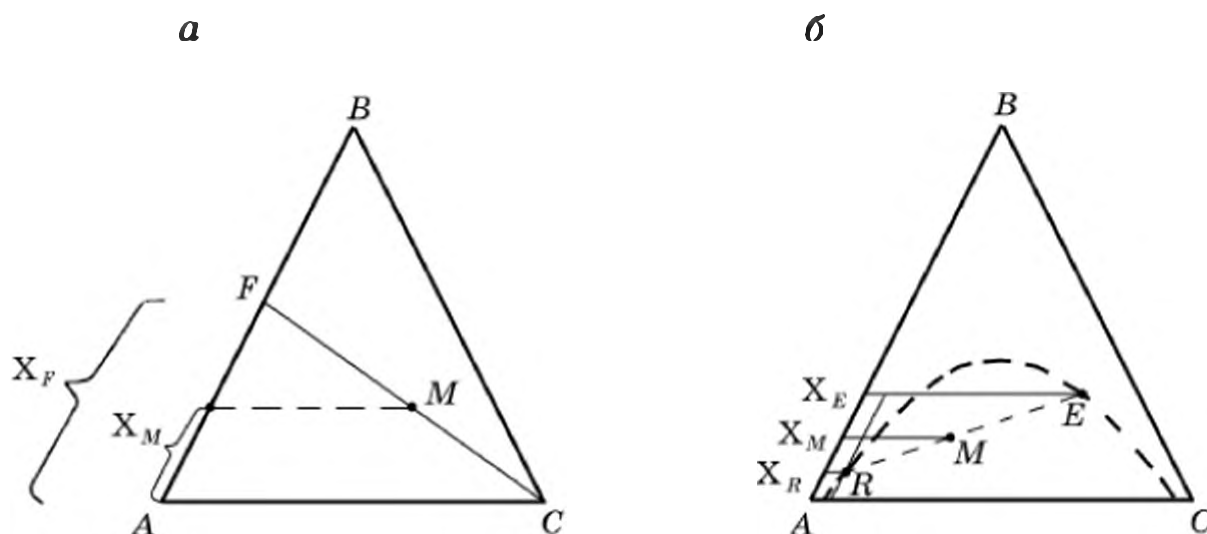


Рис. 7.5. К уравнению материального баланса жидкостной экстракции:

a – до расслаивания; *б* – после расслаивания

Согласно определению относительной концентрации целевого компонента, можно записать: $X_F = G_B/G_F = G_B/(G_A + G_B)$, где G_A – масса исходного растворителя, G_B – масса целевого компонента в начальной смеси, $G_F = G_A + G_B$.

Концентрация компонента в тройной смеси после добавки экстракта $X_M = G_B/(G_F + G_C)$.

Рассмотрим на рис. 7.5, а два подобных треугольника, один из которых вложен в другой; таких треугольников на рисунке только два. Из подобия этих треугольников следует:

$$(X_F - X_M)/X_F = \overline{FM}/(\overline{FM} + \overline{MC}). \quad (7.1)$$

В левую часть соотношения (7.1) подставляются величины X_F и X_M , выраженные через массы компонентов G_A , G_B , G_C , что дает:

$$G_C/(G_F + G_C) = \overline{FM}/(\overline{FM} + \overline{MC}). \quad (7.2)$$

Из равенства (7.2) следует

$$G_C = G_F(\overline{FM}/\overline{MC}). \quad (7.3)$$

Соотношение (7.3) представляет собой так называемое правило рычага, если представить массы исходной смеси и экстрагента G_F и G_C в качестве неких сил, действующих на рычаги \overline{FM} и \overline{MC} с опорой в точке M . Балансовое равенство (7.3) дает возможность либо определять необходимое количество экстрагента в зависимости от количества подлежащей разделению исходной смеси и от положения точек F и M , либо наоборот – находить положение точки M при задаваемых значениях G_F , X_F и известном количестве экстрагента G_C .

Рассмотрим теперь материальный баланс процесса *после экстракции и расслаивания* жидкой смеси (эмульсии) на несмешивающиеся слои рафината и экстракта. Смысл балансовых соотношений здесь состоит в равенстве общей массы смеси и суммарной массы рафината и экстракта, а также в равенстве количества целевого компонента в смеси G_M и суммарного его количества в рафинате и в экстракте:

$$\begin{cases} G_M = G_R + G_E, \\ G_M X_M = G_R X_R + G_E X_E. \end{cases} \quad (7.4)$$

Масса смеси исходного бинарного раствора и экстрагента ($G_M = G_F + G_C$) из первого уравнения (7.4) подставляется во второе, что дает

$$G_R(X_M - X_R) = G_E(X_E - X_M). \quad (7.5)$$

Рассмотрим единственную на рис. 7.5, б пару вложенных и потому подобных треугольников. Из их подобия следует, что

отношение разностей концентраций в уравнении (7.5) можно заменить отношением отрезков:

$$G_R/G_E = (X_E - X_M)/(X_M - X_R) = \overline{ME}/\overline{MR}. \quad (7.6)$$

Соотношение материального баланса (7.6) представляет собой еще одно правило рычага, если считать G_R и G_E силами, действующими на рычаги \overline{MR} и \overline{ME} относительно точки M .

По одному из правил пропорции к числителям равенства (7.6) можно прибавить знаменатели: $(G_R + G_E)/G_E = (\overline{ME} + \overline{MR})/\overline{MR}$, что с учетом равенства $G_R + G_E = G_M = G_F + G_C$ дает:

$$G_E = (G_F + G_C)(\overline{MR}/\overline{RE}). \quad (7.7)$$

На основании полученных равенств (7.3) и (7.7) проводится балансовый расчет процесса экстракции в следующем порядке:

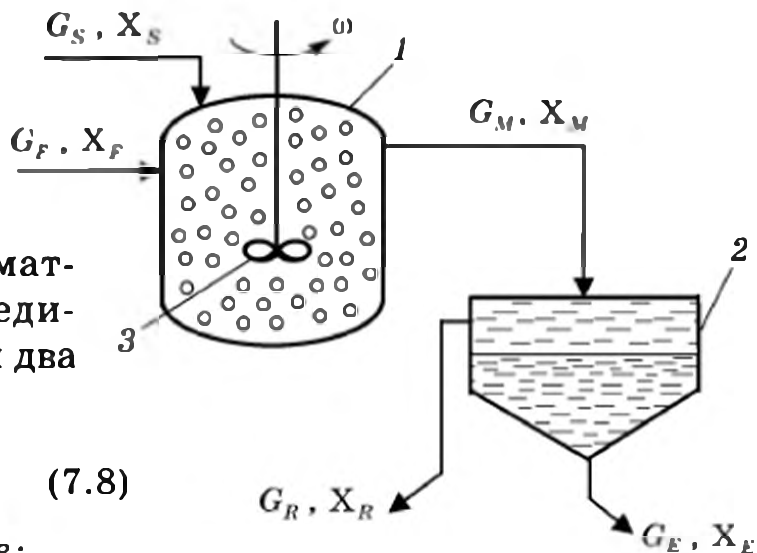
- по заданным величинам G_R , X_F и X_E (или X_R) и по известной из физико-химических данных коноде от точки E , соответствующей концентрации в экстрагенте (или от точки R , если задана концентрация X_R), находится точка R с концентрацией X_R (или точка E с концентрацией X_E);
- прямой линией соединяется точка F , соответствующая концентрации X_F в исходной смеси, с точкой C ; пересечение этой линии с конодой дает положение точки M ;
- по уравнению (7.3) находится количество необходимого экстрагента G_C ;
- по балансовому равенству (7.7) определяется количество получаемого после расслаивания экстракта G_E , а затем и количества рафината: $G_R = (G_F + G_C) - G_E$.

7.1.3. СМЕСИТЕЛЬНО-ОТСТОЙНАЯ СТУПЕНЬ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭКСТРАКЦИИ

Базовым элементом многих непрерывных процессов жидкостной экстракции часто является так называемая *ступень смесительно-отстойной экстракции*, схема которой представлена на рис. 7.6. Ступень состоит из собственно экстрактора 1, снабженного перемешивающим устройством 3, и отстойника 2 для разделения поступающей из экстрактора эмульсии на жидкие фазы экстракта и рафината. В экстрактор непрерывно поступают потоки исходной смеси G_F и G_S экстрагента, который в общем случае может содержать некоторое количество извлекаемого компонента, если, например, поток экстрагента поступает из предыдущей ступени экстракции (рис. 7.7). Поэтому здесь используется новое обозначение для потока экстрагента G_S в отличие от уравнений (7.2)–(7.7), в которых предполагалась подача чистого экстракта G_C .

Рис. 7.6. Ступень смеситель-но-отстойного экстрактора:

1 – экстрактор; 2 – гравитационный отстойник; 3 – механическая мешалка



Для всей ступени, рассматриваемой здесь в качестве единой установки, записываются два уравнения балансов:

$$\begin{cases} G_F + G_S = G_E + G_R, \\ G_F X_F + G_S X_S = G_E X_E + G_R X_R. \end{cases} \quad (7.8)$$

Первое уравнение системы (7.8) представляет собой баланс по общей массе входящих и выходящих из установки материальных потоков, второе – баланс по целевому компоненту. Поток трехкомпонентной смеси G_M не фигурирует в системе балансовых равенств (7.8), поскольку для всей установки он является потоком внутренним.

В экстракторе 1 (см. рис. 7.6) входящие потоки G_F и G_S интенсивно перемешиваются механической мешалкой, диспергируются и образуют эмульсию, т. е. механическую смесь взаимно нерастворимых жидкостей, в которой одна жидкость представляет собой сплошную среду, а вторая – мелкие капельки с большой суммарной поверхностью контакта фаз. Через эту поверхность происходит перенос целевого компонента из первоначального растворителя в массу экстрагента. При этом не принципиально, какая именно жидкость становится дисперсной, а какая – сплошной фазой.

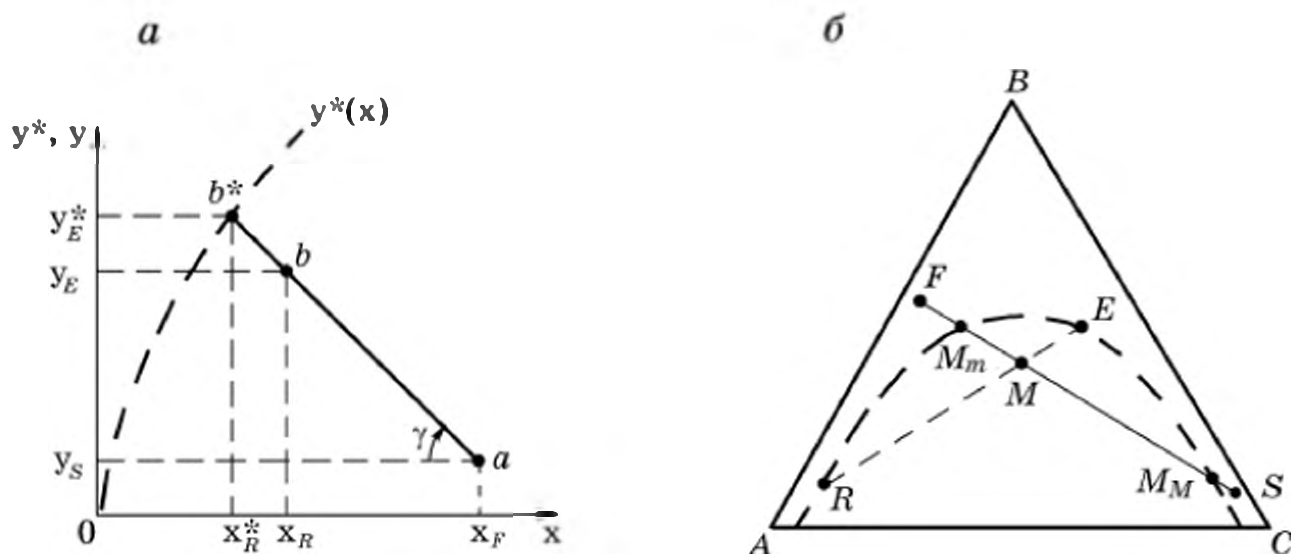


Рис. 7.7. Изображения процесса изменения концентраций в смеситель-но-отстойном экстракторе:

a – в координатах y^* , $y - x$; б – в треугольной диаграмме

Перемешивание эмульсии в аппарате 1 не только приводит к дроблению жидкости с наименьшим поверхностным натяжением, но и способствует интенсификации массопереноса целевого компонента от сплошной фазы к поверхности капель и от поверхности к жидкой фазе внутри капель. Интенсификация происходит за счет увеличения скорости перемешивания капель относительно сплошной фазы и более интенсивного циркуляционного движения жидкости внутри капель.

Из экстрактора 1 эмульсия поступает на разделение, основанное на разности плотностей двух несмешивающихся жидкостей – рафината и экстракта. Здесь может быть использован как гравитационный отстойник (см. рис. 7.6), так и центробежный сепаратор, в котором разделение происходит в сотни раз интенсивнее (см. рис. 2.21).

В гравитационном отстойнике более легкие капли под действием архимедовой выталкивающей силы всплывают в верхнюю часть аппарата, где сливаются в сплошной слой легкой жидкости. Если дисперсная фаза, наоборот, имеет большую плотность, то относительно более тяжелые капли тонут в легкой жидкости и сплошной слой тяжелой жидкости выводится из нижней части отстойника.

Процесс непрерывной равновесной экстракции в смесительно-отстойной ступени может быть изображен как в традиционных для массообменных процессов координатах y^* , $y - x$, так и в треугольной диаграмме. На рис. 7.7, а точка a соответствует концентрации x_F целевого компонента в исходном растворителе, а y_S – его концентрации в поступающем экстрагенте (отметим, что в балансовых уравнениях (7.2)–(7.8) все концентрации обозначены X и только при использовании традиционных графиков на рис. 7.7, а для общности с иными массообменными процессами оставлено обозначение для равновесной и рабочей концентрации компонента в экстрагенте y^* и " y "). В процессе экстракции целевой компонент переходит в экстрагент, что приводит к уменьшению концентрации в исходном растворителе и соответствующему увеличению концентрации в экстрагенте.

Если скорость массопереноса компонента из одной жидкости в другую велика, то за достаточно большое время пребывания обеих жидкостей в экстракторе концентрации компонента в выходящих из установки фазах оказываются близкими к равновесному положению точки b^* на равновесной зависимости $y^*(x)$ (см. рис. 7.7, а). Тангенс угла наклона γ линии ab^* к оси абсцисс равен отношению расходов исходного раствора G_F и экстрагента G_S , что следует из уравнения (7.8) материального баланса по целевому

компоненту, если его записать через используемые на рис. 7.7, *а* обозначения:

$$G_F x_F + G_S y_S = G_E y_E + G_R x_R.$$

Отсюда при сравнительно малых концентрациях, когда можно принять $G_R \approx G_F$ и $G_E \approx G_S$, следует

$$(y_E - y_S)/(x_F - x_R) \approx G_F/G_S.$$

Поскольку в реальных условиях полного перемешивания фаз достичь равновесия в выходящих точках не удастся, процесс изменения концентраций соответствует положению точки *b* на графике рис. 7.7, *а*. Следовательно, и реальные концентрации компонента в экстракте и в рафинате будут равны величинам y_E и x_R , связанным между собой и с расходами жидкостей уравнением материального баланса (7.8), но не связанным равновесным соотношением $y^*(x)$.

На рис. 7.7, *б* процесс равновесной экстракции в смесительно-отстойной ступени изображен в треугольной диаграмме. Точка *S*, соответствующая концентрации X_S компонента в экстрагенте, не совпадает с вершиной *C*, поскольку экстрагент может содержать некоторые количества целевого компонента и исходного растворителя. Точка *F* исходной смеси может не лежать на стороне *AB*, так как в поступающей на разделение смеси может содержаться некоторое количество растворенного экстрагента. Обычно точки *S* и *F* располагаются вне бинодальной кривой, т. е. малые количества экстрагента в исходном растворе и незначительные количества первоначального растворителя в экстрагенте находятся в состоянии раствора, а не эмульсии.

Точки *S* и *F* соединяются прямой линией, на которой в зависимости от отношения расходов G_F и G_S располагается точка *M*, соответствующая параметрам тройной смеси. Из семейства конод выбирается та, что проходит через точку *M*. По конечным точкам *E* и *R* выбранной коноды на бинодальной кривой определяются составы экстракта X_E и рафината X_R (см. рис. 7.4 и 7.5, *б*).

Расчет необходимого количества экстрагента и количества полученного экстракта (или рафината) при заданных значениях G_F , X_F , X_E и G_E (G_R) производится по уравнениям материального баланса (7.8). Изобразить на треугольной диаграмме реальный процесс экстракции, не достигающий равновесных значений целевого компонента, затруднительно.

Из рис. 7.7, *б* можно определить *минимальный расход экстрагента*, при котором еще возможно экстракционное выделение целевого компонента в виде его экстракта при физико-химических свойствах конкретной тройной системы, зафиксированных в положении бинодальной кривой, и при заданных положениях

точек F и S . Уменьшение расхода экстрагента при неизменном расходе исходной смеси, как это следует из балансового равенства (7.3), соответствует приближению точки M на линии смеси FS к точке F . Это означает, что состав образующейся при смешении потоков G_F и G_S трехкомпонентной смеси приближается к составу исходного раствора (точка F). Перемещение точки M изменяет и составы образующихся после экстракции и последующего разделения экстракта и рафината, поскольку через новую точку M проходит другая конода с иными конечными точками E и R на бинодальной кривой.

Из рис. 7.7, б следует, что предельным положением точки M в процессе уменьшения количества экстрагента будет точка M_m пересечения линии FS с бинодальной кривой, так как дальнейшее уменьшение G_S приведет к перемещению точки M левее бинодальной кривой в область гомогенной смеси, чего быть не должно.

Минимальный расход экстрагента находится по уравнению материального баланса (7.3), справедливому и в общем случае, когда точка F не лежит на стороне AB , а точка S не совпадает с вершиной C :

$$G_{S \min} = G_F(\overline{FM_m}/\overline{M_mS}). \quad (7.9)$$

Аналогично находится и максимальный расход экстрагента $G_{S \max}$, при котором точка смешения займет предельное правое положение M_M на бинодальной кривой: $G_{S \max} = \overline{G_F(FM_M)}/\overline{M_MS}$; при этом положении точки смешения трехкомпонентная смесь также не будет расслаиваться. Таким образом, реальный расход экстрагента должен находиться между минимальным и максимальным его расходами.

Полезно обратить внимание на то, что понятие минимального расхода экстрагента не является вполне аналогичным понятиям минимального расхода жидкого поглотителя в процессах абсорбции (см. равенства (5.65) и (5.66)) и минимального флегмового числа (соотношение (6.15)). Общим элементом этих понятий является то, что ограничения по расходам поглотителей во всех случаях связаны с некоторыми предельными физико-химическими свойствами двух- и трехкомпонентных систем. Различие состоит в том, что для абсорбции и ректификации понятия минимальных расходов связаны с тем, что равновесное состояние достигается для двух фаз, а в процессах экстракции равновесие означает, что образуются нерастворимые жидкие смеси. Кроме того, для экстракции кроме минимального имеет место еще и понятие максимального расхода экстрагента, аналога которого нет в процессах абсорбции и ректификации.

7.1.4. МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ЭКСТРАКЦИЯ

Процесс непрерывной экстракции в одной смешительно-отстойной ступени во многих случаях оказывается недостаточным для получения высокой степени очистки исходного растворителя от нежелательного компонента (для достижения малых концентраций X_R компонента в рафинате) или для необходимого концентрирования извлекаемого вещества в экстрагенте (достижения высоких значений X_E в экстракте).

Более полное экстрагирование обеспечивается организацией многоступенчатого процесса, когда один или оба потока жидкости последовательно проходят через несколько ступеней контакта.

Рассмотрим сначала многоступенчатое экстрагирование с *перекрестным движением* взаимодействующих потоков. При этом исходный раствор проходит последовательно через несколько ступеней разделения, а экстрагент поступает в каждую ступень отдельно (параллельно) (рис. 7.8). В такой схеме достигается высокая степень извлечения компонента из первоначального раствора (низкие значения x_R). Если организовать параллельную подачу исходного раствора, а экстрагент пропускать через все ступени последовательно, то такая схема позволит получать высокую степень концентрирования извлекаемого вещества в экстрагенте (высокие значения y_E).

На рис. 7.8 каждый из трех блоков представляет собой смешительно-отстойную ступень (см. рис. 7.6), в которой происходит экстракция целевого компонента при контакте раствора с потоком свежего экстрагента.

По аналогии с процессом одноступенчатого экстрагирования рассмотрим перекрестный процесс сначала в диаграмме $y^*, y - x$ (рис. 7.9, а), где y^* – равновесная концентрация целевого компонента в экстракте, а x – концентрация в рафинате.

Из точки a с координатами (x_F, y_S) под углом $\gamma_1 = \arctg(G_F/G_{S1})$ проводится линия до ее пересечения с равновесной кривой $y^*(x)$. Полученная точка пересечения b_1 соответствует концентрации x_{R1} компонента в потоке раствора на выходе из первой ступени. Из точки a_1 с координатами

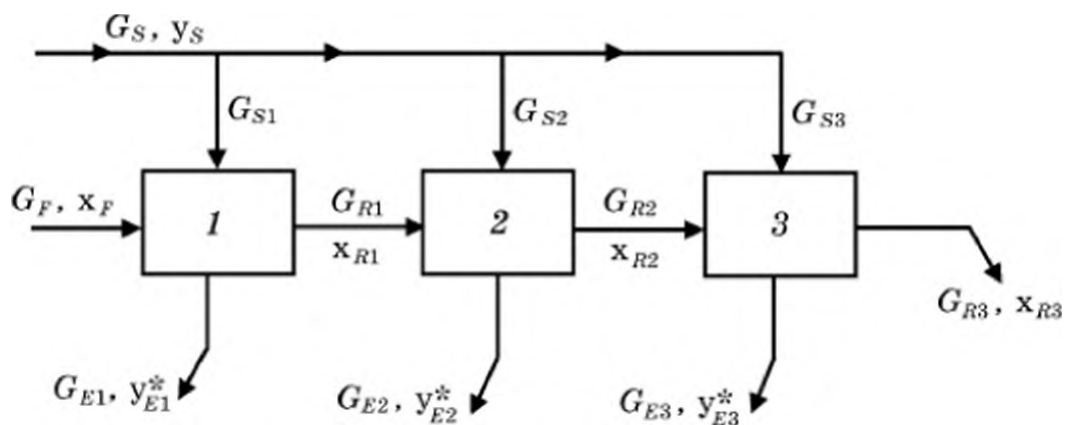


Рис. 7.8. Схема трехступенчатой экстракции с перекрестным движением раствора и экстрагента

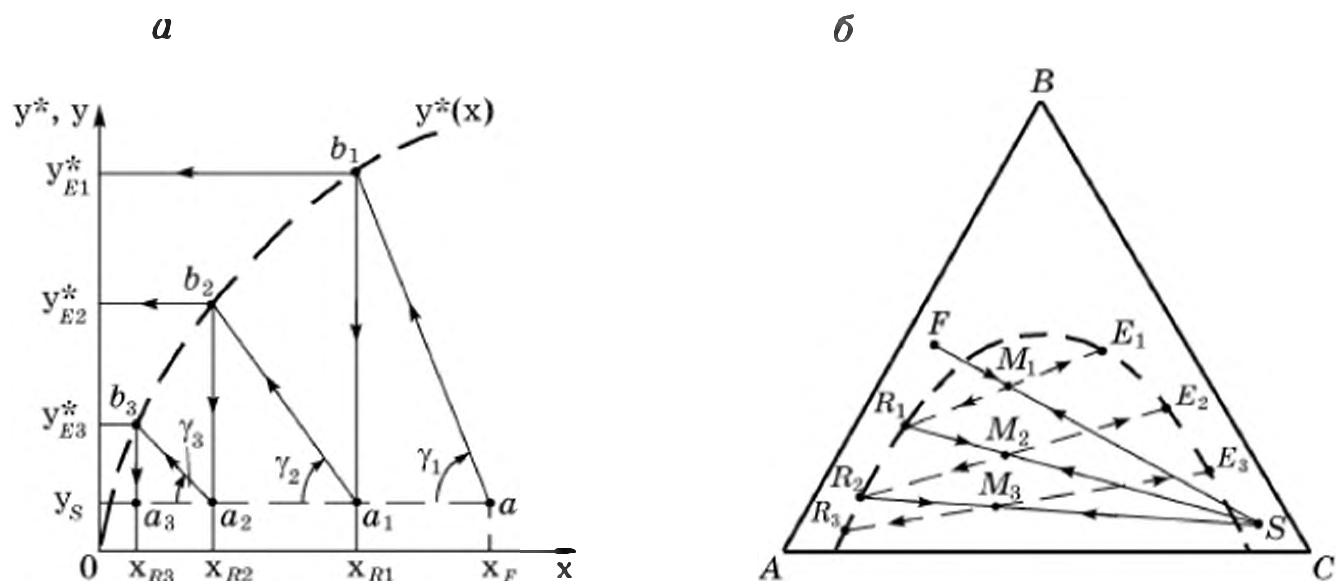


Рис. 7.9. Изменение концентраций в процессе непрерывной трехступенчатой экстракции при перекрестном движении потоков раствора и экстрагента:

a – в координатах y^* , $y - x$; b – в треугольной диаграмме

(x_{R1} , y_S) под углом $\gamma_2 = \arctg(G_{R1}/G_{S2})$ проводится линия до точки b_2 , а из этой точки опускается до точки a_2 новый перпендикуляр на горизонтальную линию постоянной концентрации $y_S = \text{const}$. Из этой точки под углом $\gamma_3 = \arctg(G_{R2}/G_{S3})$ проводится линия до точки b_3 пересечения ее с равновесной кривой. Из полученной точки b_3 опускается третий перпендикуляр до линии y_S , что определяет последнюю точку a_3 .

Ординаты точек b_1 , b_2 и b_3 соответствуют равновесным концентрациям компонента y_{E1}^* , y_{E2}^* , y_{E3}^* в потоках экстрагента, выходящих из ступеней экстрагирования, а абсциссы этих точек x_{R1} , x_{R2} , x_{R3} – концентрациям в потоках исходного растворителя (рафината) на выходе из каждой последовательной ступени экстракции. Таким образом находятся не только промежуточные и конечные концентрации компонента, но и необходимое число ступеней равновесной экстракции, если конечные концентрации в выходящих из установки потоках заданы и их следует обеспечить.

В треугольной диаграмме состояния удобнее анализировать многостадийные процессы при частичной растворимости участвующих в процессе непрерывной экстракции компонентов (см. рис. 7.9, б). Как и при однократной экстракции, линия SF представляет линию смешения исходного раствора (точка F) и свежего экстрагента (точка S), в общем случае не являющихся чистыми от экстрагента (C) и от исходного растворителя (A).

Тройная смесь состава M_1 после экстракции в первой ступени расслаивается в отстойнике этой ступени (на рис. 7.8 экстракторы и отстойники каждой ступени показаны не отдельно, а единым блоком) на экстракт (точка E_1) и рафинат (точка R_1); при этом равновесные составы экстракта X_E и рафината X_R определяются положением концов коноды на бинодальной кривой, как это показано на рис. 7.3–7.5.

Во второй ступени экстракции поток G_{R1} рафината с содержанием целевого компонента X_{R1} смешивается с потоком G_{S2} экстрагента того

же состава, что и в первой ступени (см. рис. 7.8), поэтому точка M_2 должна лежать на линии смешения второй ступени R_1S , а равновесные составы в потоках экстракта и рафината, выходящих из этой ступени, соответствуют точкам E_2 и R_2 на бинодальной кривой.

Аналогично определяются составы экстракта и рафината, выходящих из третьей смесительно-отстойной ступени.

Положение точек M_1 , M_2 и M_3 на каждой линии смешения определяется из уравнений материального баланса (7.3) с заменами в нем точки C и расхода G_C , соответствующих чистому экстрагенту, на точку S и расходы G_{S1} , G_{S2} и G_{S3} . Расходы экстракта и рафината на выходе из секций находятся по уравнениям материальных балансов (7.8), записываемых для каждой секции.

Аналогичные расчеты по диаграммам состояния и по балансовым уравнениям легко продолжают при любом числе ступеней смесительно-отстойной экстракционной установки с перекрестным движением потоков.

Схема с перекрестным током позволяет получать весьма высокую степень отработки одного из потоков (рафинирования, как в схеме на рис. 7.8, или экстрагирования, если параллельным потоком является исходный раствор, а последовательно по всем секциям проходит экстрагент). Однако при такой схеме могут оказаться недопустимо большими суммарные потери вещества, проходящего последовательно по секциям и, следовательно, в каждой из них теряющего некоторую свою часть, попадающую в параллельные потоки.

Так, в схеме, представленной на рис. 7.8, параллельные потоки экстракта (G_{E1} , G_{E2} и G_{E3}) могут уносить с собой значительное количество исходного растворителя (компонента A), поскольку точки E_1 , E_2 и E_3 соответствуют некоторым конечным величинам концентраций исходного растворителя в выходных потоках экстрагента (см. рис. 7.3–7.5). При большом числе секций из этих относительно небольших количеств теряемого компонента A с каждым из выходящих потоков могут складываться недопустимые общие его потери.

Перекрестная подача экстрагента используется в тех случаях, когда целью экстракции является высокая степень очистки исходного растворителя от целевого компонента, представляющего собой нежелательную примесь, а применяемый в таком процессе экстрагент относительно дешев (например, вода) и не нуждается в регенерации от получаемого в процессе компонента.

Высокой эффективностью отработки обоих жидких потоков отличается схема многократной экстракции с *противоточным движением* раствора и экстрагента (рис. 7.10).

Вначале вновь рассмотрим процесс при условии взаимной нерастворимости экстрагента и исходного растворителя, т. е. веществ C и A , друг в друге. В этом случае величины потоков этих чистых растворителей остаются постоянными вдоль всей много-

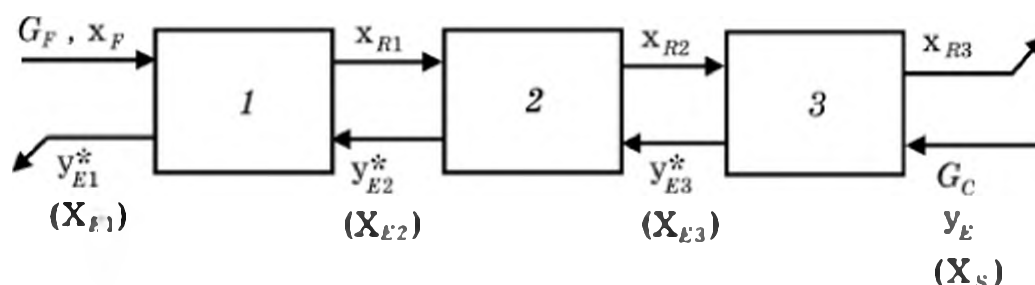


Рис. 7.10. Схема трехступенчатой экстракции с противоточным движением раствора и экстрагента

ступенчатой установки, и уравнение материального баланса по целевому компоненту В для любой i -й ступени имеет вид:

$$(y_{E,i}^* - y_{E,i+1}^*) / (x_{i+1} - x_i) = G_F / G_C. \quad (7.10)$$

На диаграмме $y^*, y - x$ изображение процесса противоточной равновесной экстракции начинается с определения точки b на равновесной кривой $y^*(x)$ с ординатой, равной значению конечной концентрации целевого компонента y_{E1}^* в экстракте на выходе из последней по ходу экстрагента ступени (рис. 7.11, а). От точки b под углом $\gamma = \arctg(G_F/G_C)$ к оси абсцисс проводится линия ba до точки a пересечения ее с линией заданной концентрации x_F компонента в исходном растворе. Концентрация в потоке экстрагента на выходе из первой ступени y_{E2}^* соответствует ординате точки b_1 , которая находится на пересечении горизонтальной линии, проходящей через точку a , с равновесной кривой. От точки b_1 под тем же углом наклона γ проводится еще одна, параллельная ba линия до пересечения с вертикальной линией x_{R1} в точке a_1 . Горизонтальная линия от полученной точки a_1 доводится до равновесной кривой, что дает точку b_2 . Снова под углом γ

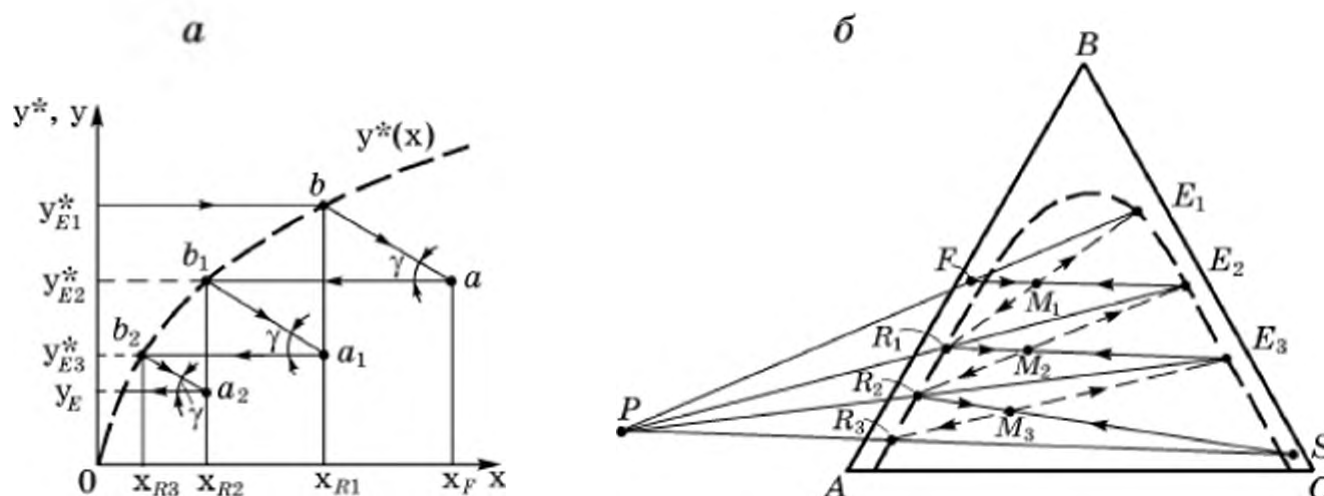


Рис. 7.11. Изменение концентраций в процессе непрерывной экстракции при противоточном движении раствора и экстрагента:

а – в координатах $y^*, y - x$; б – в треугольной диаграмме

проводится линия от точки b_2 до пересечения ее с вертикалью $x_{R2} = \text{const}$, и по положению точки a_2 судят о концентрации компонента в исходном экстрагенте.

Если концентрация в растворе, выходящем из третьей ступени, соответствует заданному значению степени очистки рафината от целевого компонента, то трехступенчатая противоточная экстракция при выбранном расходе экстрагента (G_C) может обеспечить необходимое снижение концентрации компонента в исходном растворителе в задаваемом диапазоне от x_F до x_{R3} и при принятых значениях G_C и y_{E1}^* . В противном случае возможны несколько вариантов продолжения расчета противоточной ступенчатой экстракции: увеличить расход экстрагента (при этом на рис. 7.11, а увеличится угол γ наклона линий процесса на каждой ступени); увеличить число ступеней противоточной установки, продолжая построение ступеней $b_i a_i$ до тех пор, пока последняя не перекроет значение концентрации в потоке рафината, выходящего из последней секции многоступенчатого аппарата.

Если физико-химические свойства веществ таковы, что пренебречь взаимной растворимостью компонентов становится невозможным, для анализа и расчета противоточной ступенчатой экстракции используется треугольная диаграмма состояния (см. рис. 7.11, б).

На первой по направлению движения раствора ступени происходит смешивание исходного раствора в состоянии, соответствующем положению точки F , с экстрактом, состояние которого после выхода из второй ступени характеризуется точкой E_2 на правой ветви бинодальной кривой. Параметры смеси в первой ступени соответствуют точке M_1 на линии смешения FE_2 . После процесса равновесной экстракции в первой ступени и разделения несмешивающихся жидких фаз потоки рафината и экстракта на выходе из отстойника этой ступени будут иметь составы X_{R1} и X_{E1} , соответствующие положениям точек R_1 и E_1 на концах коноды, проходящей через точку M_1 .

Во второй ступени смешиваются рафинат после первой ступени состава X_{R1} и экстракт состава X_{E2} . При этом образуется смесь состава M_2 , которая после экстракции расслаивается на рафинат и экстракт составов X_{R2} и X_{E2} , соответствующих точкам на концах коноды, которая проходит через точку смешения M_2 .

В третьей ступени происходит смешение рафината состава X_{R2} со свежим экстрагентом состава X_S с образованием тройной смеси, соответствующей точке M_3 на линии смешения R_2S . После экстракции до равновесных составов фаз из отстойника третьей ступени выйдут рафинат состава X_{R3} и экстракт с концентрацией целевого компонента X_{E3} . Значения X_{R3} и X_{E3} определяются по конечным точкам коноды, проходящей через точку M_3 .

Положение точек M_1 , M_2 и M_3 на линиях смешения зависит от соотношений расходов смешиваемых потоков, от концентраций целевого компонента в этих потоках и находятся из уравнений материальных балансов (7.3), (7.4), записываемых для каждой из ступеней противоточной установки. Используя эти же балансовые равенства, можно показать, что отрезки сходящихся прямых FE_1 , E_2R_1 , E_3R_2 и SR_3 , если их продолжить влево (см. рис. 7.11, б), пересекутся в одной точке (P), которую называют *полюсом*. При сложном анализе составов многих потоков для многоступенчатой противоточной экстракции положение полюса служит удобной базовой точкой, облегчающей построение и расчеты с помощью треугольной диаграммы состояния.

Количество конод R_1E_1 , R_2E_2 , R_3E_3 соответствует числу ступеней противоточной экстракционной установки. Предполагается, что на каждой ступени процесс экстракционного разделения происходит до достижения равновесного соотношения концентраций целевого компонента в растворе и в экстрагенте. В этом смысле смесительно-отстойная ступень противоточной экстракции аналогична теоретической тарелке (ступени изменения концентрации) в процессах абсорбции и ректификации.

Смесительно-отстойная многоступенчатая экстракция, проводимая по противоточной схеме (см. рис. 7.10), при значительном числе ступеней позволяет получать достаточно чистый рафинат и экстракт с высокой концентрацией целевого компонента. Однако общий недостаток ступенчатых смесительных экстракционных установок – их громоздкое суммарное оборудование, особенно при большом числе необходимых ступеней разделения, тем более что между ступенями часто приходится устанавливать насосы для непрерывного перемещения жидких потоков из одной ступени в другую.

7.1.5. ЭКСТРАКЦИЯ В КОЛОННЫХ АППАРАТАХ

Компактностью используемого оборудования отличается противоточная экстракция, проводимая при непрерывном контакте взаимодействующих фаз в аппаратах колонного типа. Внутри колонны может быть помещена насадка (см. рис. 5.8, а и 5.22) из материала, хорошо смачиваемого жидкостью, образующей сплошную фазу. Вторая жидкость диспергируется в верхней части колонны, если она более тяжелая, или в нижнем сечении, если она обладает меньшей плотностью по отношению к сплошной жидкой фазе. Капли более легкой жидкости всплывают в тяжелой жидкости (или капли тяжелой тонут в легкой сплошной жидкости). Этим обеспечивается относительное движение фаз

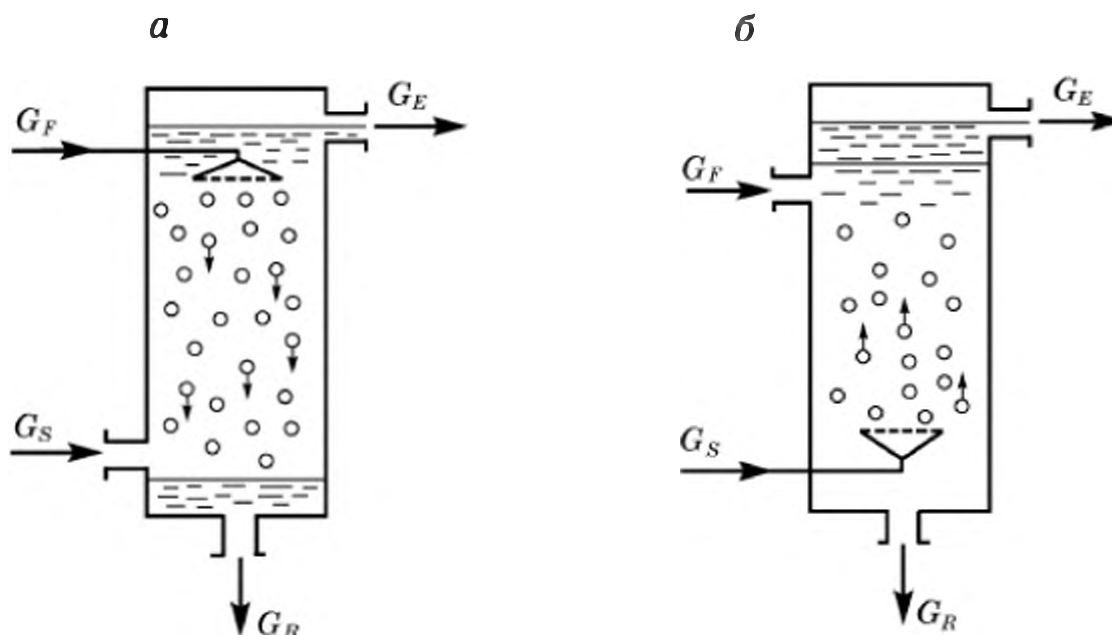


Рис. 7.12. Противоточные колонные экстракторы с непрерывным контактом фаз

Диспергируемая жидкость: *а* – более тяжелая; *б* – более легкая

внутри аппарата. Насадка способствует многократным процессам коалесценции и дробления капель, что повышает интенсивность процесса экстракции.

Колонные аппараты могут не иметь насадки (рис. 7.12), и тогда развитая поверхность контакта между фазами в таких экстракторах создается путем диспергирования (распыления) одной из жидкостей, обладающей меньшим поверхностным натяжением.

При взаимной нерастворимости жидкостей процесс в противоточных экстракторах с непрерывной поверхностью контакта фаз изображается в координатах y^* , $y - x$ аналогично тому, как это делается при анализе непрерывных процессов абсорбции и ректификации (рис. 7.13, *а*). Точки на линии ab представляют связь

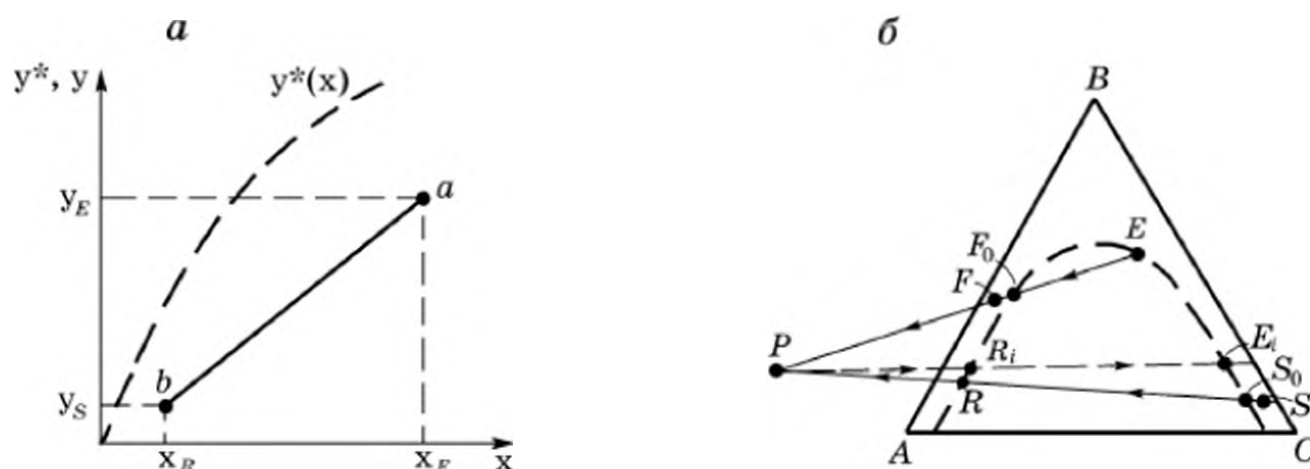


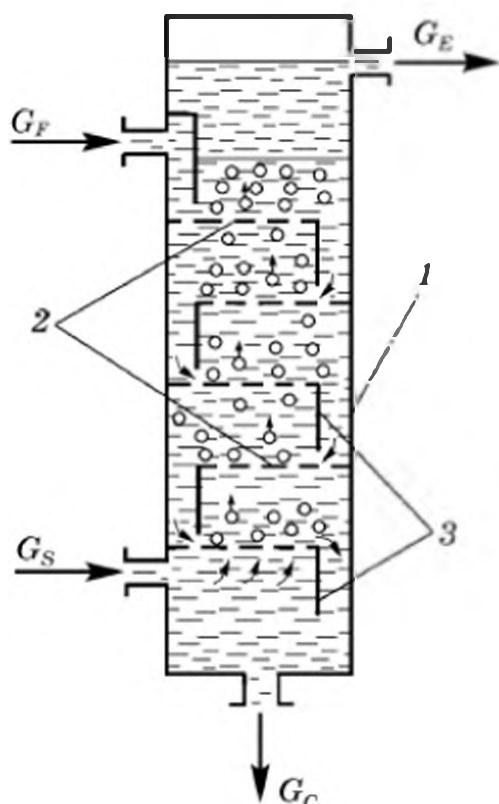
Рис. 7.13. Изменение концентраций в процессе противоточной экстракции при непрерывном контакте фаз:

а – в координатах y^* , $y - x$; *б* – в треугольной диаграмме

между действительными концентрациями целевого компонента в потоках движущихся противотоком жидкостей. Как и во всех массообменных процессах, рабочая линия ab соответствует уравнению материального баланса целевого компонента для одной из частей непрерывно работающего экстрактора; “ y ” и “ x ” – текущие значения концентрации компонента в произвольном сечении колонны.

В общем случае, т. е. при частичной растворимости экстрагента и исходного растворителя, процесс непрерывной экстракции в колонных аппаратах анализируется в треугольной диаграмме состояния (рис. 7.13, б). При известных значениях концентраций целевого компонента в исходном растворе, в экстрагенте (точки F , S), а также при обычно задаваемых его концентрациях в экстрагенте и в рафинате (точки E и R на бинодальной кривой) отрезки EF и SR продолжают до пересечения их в полюсе P . Равновесные составы жидких фаз изменяются по ветвям бинодальной кривой: в рафинате от точки F_0 до точки R и в экстракте от точки S_0 до точки E . Концентрации целевого компонента в любом сечении колонного экстрактора определяются по положению точек E_i и R_i , расположенных на лучевой линии, проведенной из полюса P .

Ступенчатая противоточная экстракция проводится в колонных аппаратах *тарельчатого типа* (рис. 7.14), аналогичных аппаратам для непрерывных процессов абсорбции и ректификации (см. рис. 5.23). Тяжелая сплошная жидкость подается сверху и под действием силы тяжести стекает по перетокам с верхних тарелок на нижние. Легкая фаза подается снизу, диспергируется в отверстиях ситчатых тарелок или в прорезях



сита для непрерывных процессов абсорбции и ректификации (см. рис. 5.23). Тяжелая сплошная жидкость подается сверху и под действием силы тяжести стекает по перетокам с верхних тарелок на нижние. Легкая фаза подается снизу, диспергируется в отверстиях ситчатых тарелок или в прорезях

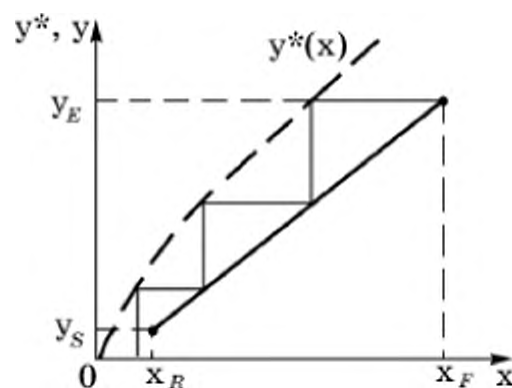


Рис. 7.14. Колонный экстрактор с ситчатыми тарелками

1 – корпус; 2 – ситчатые тарелки; 3 – перетоки

Рис. 7.15. Ступени изменения концентрации для противоточной экстракции

колпачков на множество капель, всплывающих через слои жидкости на каждой тарелке.

Для практически нерастворимых жидкостей процесс экстракции в тарельчатых колоннах со ступенчатым контактом фаз анализируется в координатах y^* , $y - x$ (рис. 7.15) аналогично процессу непрерывной абсорбции или ректификации. Рабочая линия при экстракции располагается ниже равновесной кривой, поскольку действительное содержание целевого компонента в экстрагенте меньше, чем равновесная с концентрацией в рафинате, в силу большей растворимости компонента в экстракте, и поэтому целевой компонент переходит из исходного растворителя в экстрагент.

Число прямоугольных ступенек, построенных между рабочей линией и кривой равновесных составов фаз, соответствует числу необходимых ступеней изменения концентрации (теоретических тарелок, см. рис. 5.16). Анализ процесса экстракции в тарельчатых аппаратах для жидкостей, обладающих частичной растворимостью, производится в треугольной диаграмме состояния тройной смеси.

Общий недостаток экстракторов колонного типа – малая относительная скорость противоточного движения потоков взаимодействующих жидкостей. Действительно, разница в значениях плотностей жидкостей, участвующих в процессах жидкостной экстракции, обычно не превышает 20–30 %, поэтому величина архимедовой силы в гравитационном поле (см. гл. 2) оказывается небольшой и относительная скорость противоточного движения фаз (скорость всплывания капель более легкой жидкости или скорость, с которой более тяжелые капли тонут в легкой жидкости, и т. п.) также невелика. Существенно, что скорость относительного движения фаз в гравитационных колонных экстракторах не может быть увеличена даже с помощью насосов, подающих жидкие потоки в аппарат, так как при скорости сплошной жидкости, превышающей скорость витания (осаждения) капель (см. формулы (2.4) и др.), происходит вынос капель из аппарата потоком сплошной жидкости.

7.1.6. КИНЕТИКА ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ

Интенсивность переноса массы целевого компонента из исходного растворителя в экстрагент через поверхность раздела фаз следует рассматривать как частный случай кинетики массообменных процессов, описанной в гл. 5.

Согласно общему уравнению массопередачи (5.42), количество компонента, переходящего из одной фазы в другую, пропорционально поверхности раздела (контакта) фаз, средней по поверхно-

сти раздела движущей силе процесса (разности между действительной и равновесной концентрациями компонента в фазах) и коэффициенту массопередачи. Средняя движущая сила процесса определяется общими соотношениями (5.43), (5.48); при линейной равновесной зависимости справедлива среднелогарифмическая формула (5.52). Согласно соотношению (5.36), коэффициент массопередачи обратно пропорционален суммарному диффузионному сопротивлению процесса переноса компонента из одной фазы к поверхности раздела жидкостей и сопротивлению переноса от поверхности раздела к массе второй жидкости. Поверхностью массопередачи в процессах жидкостной экстракции является суммарная поверхность капель дисперсной жидкости, находящейся в контакте со сплошной жидкостью.

Для вычисления коэффициентов массоотдачи β_x и β_y в обеих фазах используются экспериментальные данные, получаемые в специально проводимых опытах. Следует, однако, отметить, что проведение экспериментальных работ по измерению коэффициентов массоотдачи от сплошной фазы к поверхности движущихся капель и от поверхности капель к циркулирующей внутри капель жидкой фазе представляет собой весьма сложную задачу. Поэтому такого рода экспериментальные данные немногочисленны и не всегда обладают желаемой точностью.

В качестве примеров приведем некоторые корреляционные соотношения:

– для определения коэффициентов массоотдачи между сплошной жидкой фазой и поверхностью капель

$$Nu_{D,c} = 2 + 0,76Re^{0,5} Pr_{D,c}^{0,33}. \quad (7.11)$$

где $Nu_{D,c} = \beta_c d / D_c$ – диффузионный критерий Нуссельта для сплошной фазы; $Re = w_{от} d / \nu_c$ – критерий Рейнольдса для сплошной среды; $Pr_{D,c} = \nu_c / D_c$ – диффузионный критерий Прандтля; β_c , D_c и ν_c – коэффициенты массоотдачи, диффузии целевого компонента и кинематической вязкости сплошной среды; d – диаметр капли; $w_{от}$ – относительная скорость движения капли и сплошной жидкости;

– для определения коэффициентов массоотдачи между поверхностью капли и жидкой фазой внутри самой капли для капель малого и среднего размера ($Re < 200$):

$$Nu_{D,d} = 0,65 Pe_{D,d}^{0,5} (1 + \mu_d / \mu_c)^{-0,5}, \quad (7.12)$$

где $Nu_{D,d} = \beta_d d / D_d$, $Pe_{D,d} = w_{от} d / D_d$ – диффузионные критерии Нуссельта и Пекле для дисперсной фазы; β_d , D_d и μ_d – коэффициенты массоотдачи, диффузии компонента и динамической вязкости для дисперсной фазы.

Влияние относительной скорости $w_{от}$ капель и сплошной жидкости, а также динамической вязкости сплошной фазы μ_c на интенсивность массоотдачи внутри капель объясняется тем, что скорость циркуляции

онного движения жидкости внутри капли, не фигурирующая в соотношении (7.12) в явном виде, зависит именно от величин $w_{от}$ и μ_c , т. е. от динамического воздействия сплошной среды на жидкую поверхность капли.

Значения коэффициентов массоотдачи β_c и β_d , рассчитанные из эмпирических соотношений типа (7.11) и (7.12), подставляются в уравнение (5.36) для вычисления коэффициента массопередачи (в равенстве (5.36) были использованы иные подстрочные индексы, что принципиального значения не имеет).

Как и в иных массообменных процессах, при жидкостной экстракции величины наружного и внутреннего сопротивлений переносу целевого компонента могут быть сравнимы, а в предельных случаях одно из сопротивлений может оказаться значительно больше другого и практически полностью определять скорость массопереноса компонента из одной фазы в другую.

Так, для массообмена между сплошным потоком и каплями малого размера при соответственно малой скорости относительного движения капель и сплошной жидкости ($Re < 1$) диффузионное сопротивление наружного пограничного слоя оказывается много меньше сопротивления диффузионному переносу компонента внутри капли, где жидкость при таких условиях остается практически неподвижной. Значение коэффициента массопередачи при $Re < 1$ можно считать приближенно равным величине коэффициента массоотдачи β_d между поверхностью капли и жидкостью внутри капли. Для массообмена между достаточно крупной каплей и сплошной средой при значительной скорости относительного движения ($Re > 200$) интенсивность массопереноса определяется величиной коэффициента массоотдачи β_c между сплошной фазой и поверхностью капли. При этом внутри крупной капли развивается интенсивное движение жидкости по замкнутым циркуляционным контурам. Такое движение приводит к выравниванию концентрации компонента внутри капли, что и соответствует малой величине внутреннего сопротивления массопереносу.

Следует отметить, что определение коэффициентов массоотдачи при жидкостной экстракции затруднено сложностью нахождения скоростей $w_{от}$ относительного движения сплошной среды и обычно деформируемых капель неодинакового размера. В таких условиях непросто определяется и величина суммарной поверхности капель в рабочем объеме экстрактора. По этим причинам расчеты коэффициентов массопередачи часто проводят, относя значения коэффициентов не к единице поверхности массообмена, а к единице рабочего объема аппарата (см. соотношение (5.38)).

Анализ процессов непрерывной жидкостной экстракции проводится не только с помощью уравнений массопередачи (5.42) или (5.38), но и на основе понятий общего числа единиц переноса (5.49) и высоты единицы переноса (5.53). В таких случаях данные об интенсивности процесса массопереноса целевого компонента также представляются в виде зависимости высоты единицы переноса от многочисленных параметров процесса, влияющих на скорость массопереноса. Такого рода корреляционные отношения, справедливые для конкретных условий проведенных экспериментальных измерений, приводятся в специальной литературе.

Интенсивность массопереноса в тарельчатых экстракторах представляется опытными данными через величины КПД реальных тарелок; такие данные используются для графического нахождения числа необходимых тарелок рассчитываемого экстрактора (см. рис. 5.15, в).

Скорость массопереноса в процессах жидкостной экстракции сильно зависит от примесей поверхностно-активных веществ, изменяющих величину поверхностного натяжения на границе раздела жидких фаз и таким образом влияющих на размер образующихся капель и на скорость циркуляционного движения дисперсной жидкости внутри капель. Кроме того, абсорбция молекул поверхностно-активных веществ поверхностью контакта фаз может приводить к образованию дополнительного сопротивления процессу переноса массы целевого компонента. Присутствие даже малых количеств поверхностно-активных веществ значительно усложняет кинетику массопереноса, и в таких случаях расчет необходимых размеров экстракционного аппарата производится, как правило, по непосредственным экспериментальным данным.

7.2. КОНСТРУКЦИИ АППАРАТОВ ДЛЯ ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ

По способу организации контакта фаз экстракторы подразделяются на две основные группы: ступенчато-отстойные и дифференциально-контактные. Еще один вид классификации – по силе, которая используется для создания относительной скорости движения фаз: гравитационные и механические экстракторы.

В гравитационных аппаратах относительная скорость движения исходного раствора и экстрагента определяется разностью плотностей этих жидкостей в поле силы тяжести (архимедовой подъемной силой). *В механических экстракторах* поле инерционных массовых сил создается чаще всего механическим перемешиванием эмульсии или в некоторых случаях – наложением

на эмульсию возвратно-поступательного (пульсационного) движения. При этом эмульсия приобретает ускоренное движение, и в поле инерционных сил, как и в гравитационном поле, жидкости с разными плотностями перемещаются с разными скоростями, чем и создается относительная скорость движения капель дисперсной жидкости и сплошной среды.

При конструировании любого из экстракционных аппаратов стремятся создать условия для увеличения поверхности контакта фаз за счет диспергирования жидкости с большим поверхностным натяжением на мелкие капли. В *смесительно-отстойных аппаратах* (см. рис. 7.6) после каждого перемешивания взаимодействующих жидких фаз и собственно процесса экстракции происходит гравитационное отстаивание экстракта и рафината. В промышленной практике наибольшее распространение получили многоступенчатые смесительно-отстойные экстракторы, работающие в стационарном режиме по схемам противотока (см. рис. 7.10) или перекрестного тока (см. рис. 7.8) раствора с целевым компонентом и экстрагента.

Основное преимущество этих экстракторов – их высокая эффективность, приближающаяся для каждой смесительно-отстойной ступени к теоретической ступени изменения концентрации (см. гл. 5). Каскады таких аппаратов устойчиво работают в широком диапазоне изменения физических свойств жидкостей и относительных расходов фаз. Отдельные ступени установки сравнительно легко могут быть переключены на другую схему работы; эффективность разделения не слишком сильно зависит от разности плотностей жидких фаз и др. Существенные недостатки смесительно-отстойных многоступенчатых экстракторов – большая площадь гравитационных отстойников, повышенный расход энергии на перемешивание эмульсии в каждой ступени и необходимость устанавливать насосы между ступенями.

Дифференциально-контактные экстракторы отличаются непрерывным контактом между взаимодействующими фазами и непрерывным изменением концентрации целевого компонента в растворе и в экстрагенте. В экстракторах с *непрерывным контактом фаз* равновесие между потоками жидкостей не может быть достигнуто ни в одном сечении аппарата. Эти аппараты представляют собой *вертикальные колонны*, в которых относительное движение фаз обеспечивается силой тяжести (см. рис. 5.8, а; 5.22; 7.12 и 7.14).

Насадочные экстракторы (см. рис. 5.8, а и 5.22) по конструкции аналогичны насадочным абсорберам.

Колонный экстрактор без насадки представлен на рис. 7.12. Аппараты такого типа имеют самое простое конструктивное

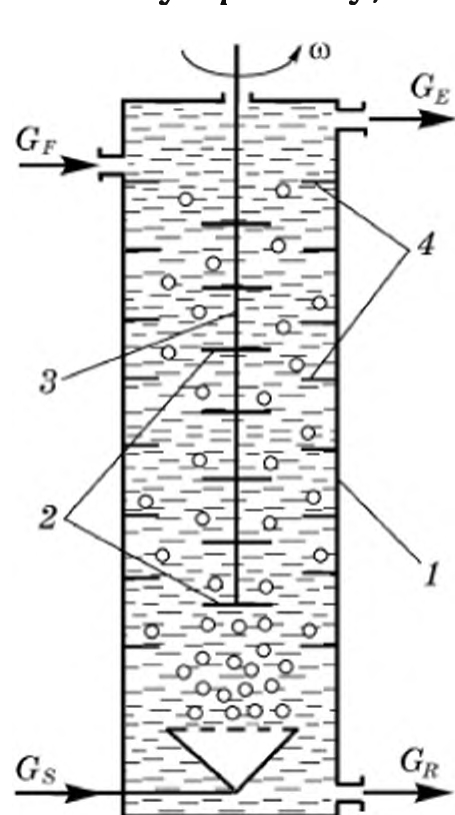
оформление. Однако в отсутствие насадки в таких аппаратах может возникать циркуляция эмульсии по высоте колонны, что снижает эффективность процесса экстракции. Еще один недостаток безнасадочных экстракторов – низкое значение допустимой скорости сплошной фазы, которая не должна приводить к уносу дисперсной фазы при противоточном движении внутри аппарата.

С другой стороны, существенное достоинство полых распылительных экстракторов – возможность обработки в них загрязненных жидкостей.

Схема тарельчатого колонного экстрактора с ситчатыми тарелками представлена на рис. 7.14. В таких аппаратах дисперсная жидкость (на рис. 7.14 – более легкая жидкость, подаваемая снизу), проходя через большое число отверстий на каждой из многочисленных тарелок, многократно диспергируется. Капли всплывают в более тяжелой сплошной жидкости к верхней тарелке, коалесцируют в пространстве под этой тарелкой с образованием сплошного слоя легкой жидкости, а затем эта жидкость снова диспергируется на капли и т. д. Тяжелая жидкость в виде сплошной дисперсной фазы под действием силы тяжести перетекает с верхних тарелок на нижние по перетокам у внутренней стенки экстракционной колонны.

Ситчатые тарелки колонных экстракторов обычно имеют круглые отверстия диаметром 3–5 мм с долей перфорации примерно 50 %.

Гравитационные тарельчатые экстракторы относительно просты по устройству, имеют достаточно высокую производительность



по потокам исходного раствора и экстрагента, в них отсутствуют движущиеся части, а продольное перемешивание жидкости в таких колоннах невелико, чему способствует секционирование аппарата тарелками. Недостаток ситчатых тарельчатых экстракторов заключается в трудности поддержания устойчивого гидродинамического режима работы аппарата и в возможном загрязнении отверстий решетки.

В вертикальной колонне роторно-дискового экстрактора (рис. 7.16) на равном расстоянии друг от друга установлены

Рис. 7.16. Роторно-дисковый экстрактор:

1 – корпус колонны; 2 – вращающиеся диски; 3 – вал; 4 – неподвижные радиальные кольца

неподвижные кольцевые перегородки, делящие пространство колонны на секции относительно небольшого объема. На вращающемся по оси колонны валу имеются горизонтальные диски, диаметр которых несколько меньше диаметра отверстий колец.

Вращающиеся диски увлекают эмульсию во вращательное движение. При этом эмульсия отбрасывается к стенке колонны, разворачивается там и возвращается к оси аппарата, совершая таким образом некоторое циркуляционное движение внутри каждой секции. На это циркуляционное движение эмульсии накладывается осевое противоточное движение дисперсной и сплошной фаз. Совершая сложное движение и сталкиваясь в каждой секции с вращающимся диском и с неподвижным кольцом, дисперсная фаза дробится и коалесцирует при столкновении капель друг с другом, что способствует интенсификации процесса массопередачи компонента из одной жидкости в другую.

Основное преимущество роторно-дисковых экстракторов – высокая интенсивность массопереноса при относительно небольших диаметрах аппарата. Однако по мере увеличения диаметра аппарата эффективность процесса экстракции значительно снижается вследствие продольного перемешивания, вызываемого неравномерным распределением скоростей по большому поперечному сечению роторно-дискового экстрактора.

Если разность плотностей взаимодействующих жидкостей мала и гравитационная сила не в состоянии обеспечить достаточную относительную скорость движения фаз в вертикальном направлении, используют *центробежные экстракторы* (рис. 7.17),

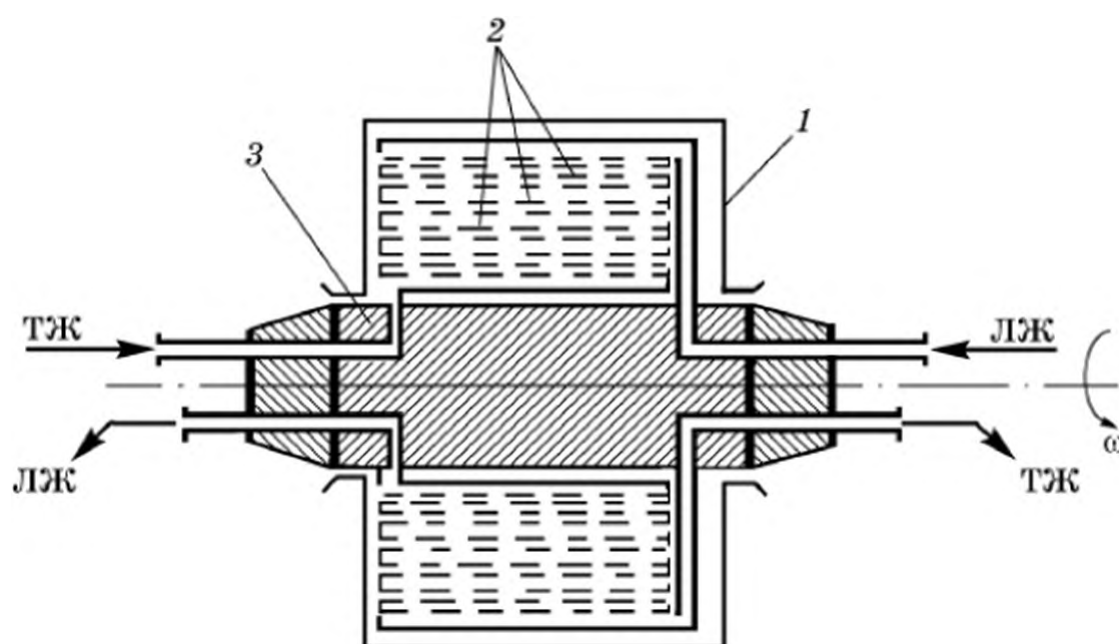


Рис. 7.17. Центробежный экстрактор:

1 – неподвижный корпус; 2 – ротор с перфорированными цилиндрами или с перфорированной спиральной лентой; 3 – вал с каналами для ввода и вывода легкой (ЛЖ) и тяжелой (ТЖ) жидкостей

в которых относительная скорость фаз возникает в более значительном поле центробежных сил вращающейся эмульсии. Экстрактор представляет собой барабан, внутренний объем которого заполняется перфорированными концентрическими цилиндрами с уменьшающимися к оси диаметрами. Вместо цилиндров может использоваться перфорированная лента, свернутая в спираль и также занимающая весь объем барабана. Барабан вращается с большой скоростью ($10-20 \text{ с}^{-1}$).

Более легкую жидкость непрерывно подают в периферийную часть барабана, а тяжелую – в его центральную часть. Обе жидкости вовлекаются во вращательное движение и, следовательно, оказываются в зоне действия объемной центробежной силы инерции, направленной от оси вращения к периферии барабана. В поле центробежной силы легкая жидкость вытесняется из периферийной части барабана к его оси более тяжелой жидкостью, отбрасываемой от оси вращения в периферийную часть аппарата.

Проходя через отверстия тонкостенных цилиндров, жидкость с большим поверхностным натяжением многократно диспергируется, коалесцирует и вновь диспергируется. Этим обеспечивается значительная, непрерывно обновляющаяся поверхность контакта фаз в аппарате.

Центробежные экстракторы компактны и эффективны, но относительно сложны, и для них необходима подача жидкости внутрь барабана под избыточным давлением.

Интенсификация процесса межфазной массопередачи может быть достигнута также с помощью наложения пульсационного или вибрационного движения на эмульсию в рабочем объеме аппарата. Физически важно создать в эмульсии поле инерционных сил, и тогда дисперсная и дисперсионная жидкости, обладающие различной плотностью, будут перемещаться с различными скоростями, что и приведет к увеличению коэффициентов наружной и внутренней массоотдачи.

Экстракционная аппаратура с пульсационным движением самой эмульсии или вибрацией пакета тарелок оказывается громоздкой и здесь не рассматривается.

7.3 МЕМБРАННЫЕ ПРОЦЕССЫ

В последние годы в химической, нефтехимической и смежных отраслях промышленности для разделения жидких смесей все большее применение находит специфический метод – использование полупроницаемых мембран. Вследствие особых свойств таких мембран проходящий через аппарат поток смеси обогащается или, наоборот, обедняется каким-либо компонентом (компонентами). В зависимости от

свойств конкретной мембраны (перегородки) через нее может проходить целевой компонент, а другие вещества исходной смеси будут ею задерживаться, или, наоборот, для целевого компонента мембрана непроницаема, тогда как все другие вещества через нее пройти могут. Полупроницаемыми свойствами для различных компонентов разделяемых смесей обладают различные, как правило, пористые материалы.

К *мембранам с жесткой пористой структурой* относятся металлические и керамические мембраны, а также мембраны из пористого стекла и некоторые другие. Не рассматривая технологию изготовления мембран, отметим, что поперечные размеры отдельных каналов внутренней структуры используемых материалов могут достигать десятых и даже сотых долей микрометра. Обычно мембранный элемент из керамики формируют в виде прута, по всей длине которого, достигающей 1 м, имеются продольные цилиндрические каналы диаметром 4–6 мм, что увеличивает рабочую поверхность мембраны. Мембраны из пористого стекла имеют форму пластин, пленок, трубок, капилляров или полых волокон.

Так называемые *динамические мембраны*, получаемые в результате адсорбции некоторых веществ на внутренней поверхности мелких пор какой-либо пористой подложки, обладают повышенной удельной производительностью, достигающей сотен литров на 1 м² мембраны в час. Аппарат с динамическими мембранами может быть выполнен по типу кожухотрубчатого теплообменника (см. рис. 3.40), имеющего множество пористых трубок диаметром несколько миллиметров, что позволяет иметь весьма большую поверхность разделения, приходящуюся на единицу объема такого аппарата.

Широкое применение находят *мембраны из полимерных материалов*. Они весьма эластичны, что упрощает их герметичное крепление в аппаратах.

Мембраны с нежесткой пористой структурой чаще всего получают из растворов полимеров с различными порообразующими добавками, удаляя из них растворитель. На величину пористости получаемых таким образом мембран влияет величина концентрации исходных растворов и температура испарения растворителя. Полимерные мембраны изготавливают в форме пленок или полых волокон. Наиболее однородная пористая структура полимерных мембран получается методом бомбардировки полимерных пленок заряженными частицами, которые производят некоторую деструкцию молекулярной структуры полимера в направлении поперек пленки. Последующее травление пленки приводит к образованию тонких довольно однородных по диаметру поперечных каналов в направлении траекторий заряженных частиц.

В настоящее время какой-либо единый механизм, описывающий разделяющую способность мембран, не разработан. Поэтому каждый процесс мембранного разделения рассматривается в зависимости от движущей силы, приводящей к проникновению индивидуальных веществ через полупроницаемую мембрану.

В *баромембранных процессах* движущей силой переноса является градиент статического давления (ультра- и микрофильтрация, обратный осмос); в *диффузионно-мембранных* – градиент концентрации пе-

реносимого компонента (диализ, испарение через мембрану); в *электромембранных* – градиент электрического потенциала (электродиализ, электроосмос и др.) и, наконец, в *термомембранных* процессах движущей силой разделения является градиент температуры поперек мембраны, т. е. в направлении переноса целевого компонента.

Ультрафильтрация – это процесс мембранного разделения высокомолекулярных и низкомолекулярных веществ. Например, для водных растворов высокомолекулярных веществ ультрафильтрация применима в тех случаях, когда целевой компонент имеет молекулярную массу от 500 и более. Процесс разделения происходит под действием разности статических давлений по обе стороны мембран.

Микрофильтрацией называют процесс баромембранного отделения от раствора коллоидных частиц или микрочастиц размером 0,1–10 мкм. Микрофильтрацию проводят при относительно небольших разностях давлений (несколько атмосфер и менее). Этот процесс является промежуточным между ультрафильтрацией и обычной фильтрацией (см. гл. 2).

При *диффузионно-мембранном* процессе испарения через мембрану отводятся пары растворителя, которые затем конденсируются в отдельном конденсаторе. Процесс переноса паров растворителя поперек мембраны описывается законом диффузии Фика (уравнение (5.5)), в котором коэффициент диффузии имеет смысл коэффициента эквивалентного квазидиффузионного переноса целевого компонента в пористой структуре мембраны и определяется опытным путем для каждой конкретной пары компонент – мембрана.

Существенно, что с помощью мембран можно успешно разделять смеси азеотропного состава, если коэффициенты эквивалентной диффузии компонентов через мембрану значительно различаются по величине.

Расчет необходимой суммарной поверхности мембраны F производится на основе общего уравнения массопередачи (5.42):

$$M = K \Delta C_{\text{ср}} F, \quad (7.13)$$

в котором M – количество компонента, переносимого поперек мембраны в единицу времени; $\Delta C_{\text{ср}}$ – средняя по поверхности мембраны разность концентраций компонента в растворе по обе стороны от мембраны; $K = (1/\beta_1 + \delta/D_3 + 1/\beta_2)$ – коэффициент массопередачи от исходного раствора к жидкости за мембраной (к *премеату*); β_1 и β_2 – коэффициенты массоотдачи между исходным раствором и поверхностью мембраны и между обратной поверхностью мембраны и премеатом; δ – толщина мембраны; D_3 – коэффициент эквивалентной диффузии переносимого компонента поперек мембраны.

Расчет коэффициентов β_1 и β_2 обычно представляет непростую задачу, поэтому при экспериментальном исследовании процессов мембранного переноса может определяться непосредственно коэффициент массопередачи K .

Среди электромембранных методов наибольшее практическое применение имеет *электродиализ* – разделение растворов под действием разности электрических потенциалов по обе стороны мембран, изготавливаемых из полимерных или неорганических материалов и служащих для отделения электролитов от неэлектролитов. Мембраны, изготавли-

ваемые из ионообменных смол и селективные только для катионов или только для анионов, применяют для обессоливания растворов электролитов или фракционных ионов. Электродиализ используется также для разделения одноименно заряженных ионов на основе их различной диффузионной способности при переносе через мембрану.

Материальный баланс процесса мембранного разделения – это уравнение сохранения общей массы исходного раствора G_F и суммарной массы прошедшего через мембрану вещества (пермеата G_n) и вещества, не пропускаемого мембраной (*концентрата* G_k). Второе независимое уравнение материального баланса – это закон сохранения массы целевого компонента в исходном растворе ($G_F X_F$) и суммарной массы компонента в концентрате ($G_k X_k$) и в пермеате ($G_n X_n$):

$$\begin{cases} G_F = G_k + G_n, \\ G_F X_F = G_k X_k + G_n X_n, \end{cases} \quad (7.14)$$

где, X_F , X_k и X_n – концентрации целевого компонента в исходном растворе, концентрате и пермеате.

Система балансовых уравнений (7.14) с точностью до обозначений совпадает с аналогичной системой уравнений материального баланса (7.4) для процесса жидкостной экстракции.

Для разнообразных мембранных процессов среднее по поверхности мембраны значение ΔC_{cp} – это разности давлений, концентраций целевого компонента или разность электрического потенциала в зависимости от конкретного вида переноса через мембрану (см. уравнение (7.13)).

Анализ сложных процессов, сопутствующих процессам мембранного разделения (концентрационная поляризация, изменение пористой структуры самих мембран и др.), приводится в специальной литературе.

7.4. АППАРАТЫ ДЛЯ МЕМБРАННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ

Промышленные аппараты для мембранного разделения должны удовлетворять некоторым основным требованиям. Поверхность мембран в единице объема аппарата должна быть возможно большей. При движении исходной жидкости по секциям и элементам аппарата жидкая фаза должна равномерно распределяться по разделительной мембранной поверхности и иметь не слишком малую линейную скорость движения вдоль мембранной поверхности, чтобы непронускаемое мембраной вещество не концентрировалось у поверхности. Еще одно существенное требование к мембранным аппаратам – механическая прочность мембран и возможность создания надежных уплотнений в местах контакта мембран с металлическими элементами конструкции.

Аппарат с плоскими мембранными элементами состоит из листовых мембран, уложенных по обе стороны пористых или имеющих множество мелких канавок плит (рис. 7.18). Пластины устанавливаются на некотором расстоянии друг от друга (1–5 мм). В щелевые каналы между пластинами подается исходная жидкость. Извлекаемый целевой компонент проходит через левую и правую для каждого потока мембраны и

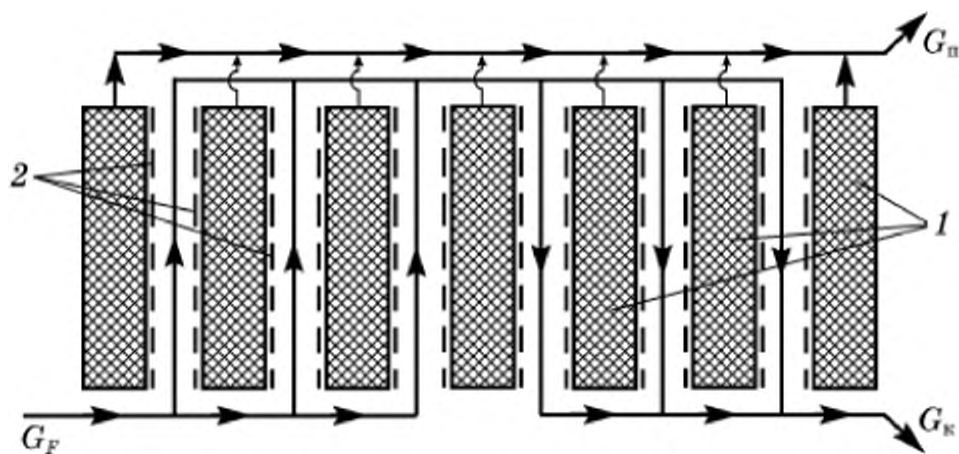


Рис. 7.18. Схема устройства и распределения потоков в аппарате с плоскими мембранными элементами:

1 – пористые или имеющие канавки плиты (пластины); 2 – листовая мембрана

через канавки на поверхности плит отводится из аппарата. Полезно отметить, что принцип действия и конструкция аппарата, представленного на рис. 7.18, аналогична рамному фильтр-прессу (см. рис. 2.9); но в отличие от периодически действующего фильтра аппарат с плоскими мембранными элементами работает непрерывно, без накапливания осадка в пространстве между соседними мембранами.

Недостаток плоскокамерного аппарата – относительно невысокая удельная поверхность мембран, не превышающая 300 м^2 на 1 м^3 объема конструкции.

Аппараты с *трубчатыми мембранными элементами* представляют собой набор трубок, имеющих дренажную систему, как и плиты предыдущей конструкции. На цилиндрической поверхности трубок располагается (внутри и снаружи трубок) мембранная пленка. На рис. 7.19 представлена схема трубчатого элемента с подачей исходного раствора внутрь пористой трубки и с расположением полупроницаемой пленки на внутренней поверхности трубки. Мембранная пленка может располагаться с

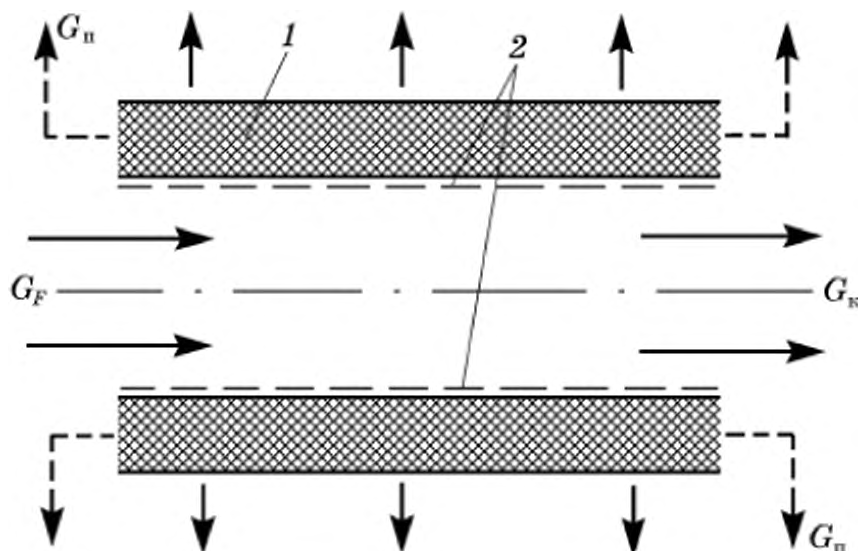


Рис. 7.19. Схема трубчатого мембранного элемента:

1 – дренированная (пористая) трубка; 2 – полупроницаемая пленка (мембрана)

Рис. 7.20. Рулонный мембранный элемент:

1 – дренажный лист; 2 – лист мембранного материала; 3 – сетка-сепаратор; 4 – дренажирующая отводящая трубка, герметично подсоединенная к дренажному листу; 5 – корпус

обеих сторон стенки трубки, и тогда премеат может отводиться только с торцов трубок, как это показано на рисунке пунктирными линиями.

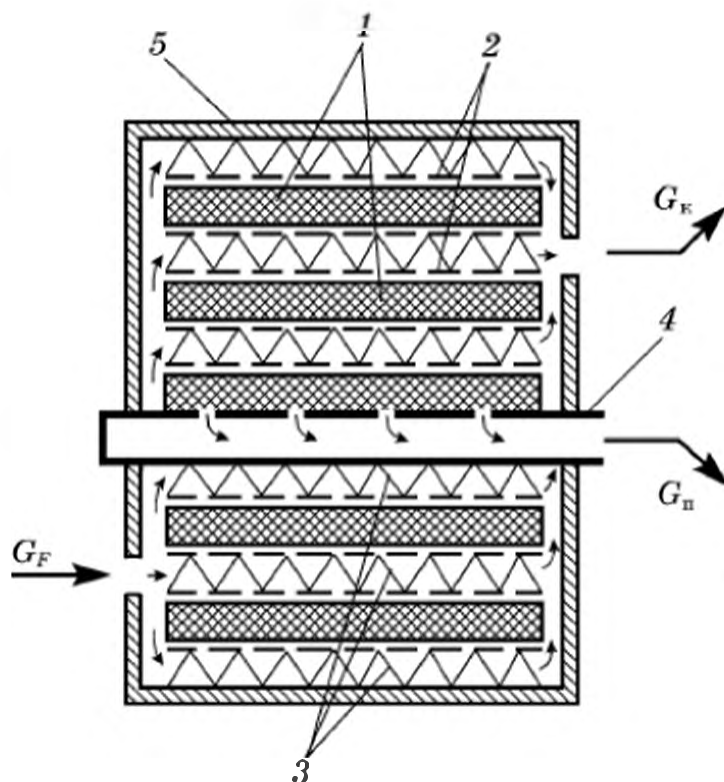
Трубчатые мембранные аппараты, как и аппараты с плоской формой рабочей поверхности, не обеспечивают значительной поверхности ультра- и микрофльтрации. Зато в них обеспечиваются равномерные условия взаимодействия исходного раствора с поверхностью мембраны в каждой из трубок и возможность механической очистки мембранных поверхностей от осадка без разборки аппарата. При расположении мембранных пленок одновременно внутри и снаружи дренажированных (пористых) трубок вдвое увеличивается активная разделяющая поверхность, но одновременно во много раз возрастает гидравлическое сопротивление при движении премеата вдоль стенок трубок по сравнению с малым сопротивлением поперечного движения при одностороннем расположении пленки.

Аппараты с многочисленными трубчатыми мембранными элементами (десятки и сотни трубок в одном аппарате, аналогичном кожухотрубчатому теплообменнику) применяются, например, при опреснении воды с высокими концентрациями растворенных примесей.

Значительно большую удельную поверхность (до $800 \text{ м}^2/\text{м}^3$) мембранного разделения имеют аппараты с *рулонными мембранными элементами* (рис. 7.20), представляющими собой многослойный рулон, свернутый из дренажированного толстостенного листа 1, сетки-сепаратора 3 и двух мембранных листов 2 по обе стороны листа.

Исходный раствор G_F подается с торца рулона и проходит в поперечном направлении по плоскому каналу, толщина которого по всей его значительной ширине фиксируется толщиной листа сетки-сепаратора 3. Очищенный от целевого компонента премеат проходит поперек верхней и нижней мембранных пленок каждого канала, затем проходит вдоль свернутого в рулон дренажного листа, поступает в дренажированную центральную трубку 4 и отводится с ее торца. Концентрат выходит из противоположного конца рулона.

К недостаткам аппаратов рулонного типа относятся высокое гидравлическое сопротивление дренажного листа в его продольном направлении (по ширине рулона) и необходимость замены всего пакета при любом локальном повреждении мембраны.



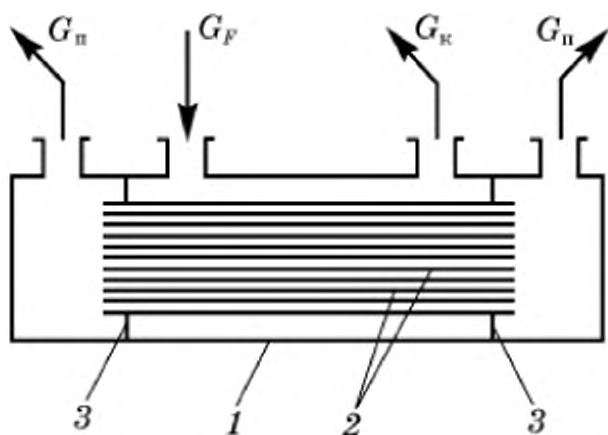


Рис. 7.21. Схема аппарата с мембранами в виде пучка полых волокон:

1 – корпус; 2 – пучок полых волокон; 3 – герметизирующие шайбы

Аппарат с полыми волокнами имеет наибольшие удельные поверхности (до $20 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{м}^3$) за счет малых диаметров (до 50 мкм) волокон. Простая схема аппарата с одним параллельным пучком полых волокон (пучок из большого числа волокон располагается в корпусе аппарата) представлена на рис. 7.21. Исходный раствор подается в пространство между корпусом и наружными поверхностями волокон. Чтобы обеспечить удовлетворительный доступ раствора к наружной поверхности всех многочисленных волокон, они собираются не плотным пучком, а с некоторым зазором между отдельными волокнами.

Растворитель проходит поперек тонких (10–200 мкм) стенок мембранных волокон и премеат, отделенный таким образом от целевого компонента, выводится из открытых торцов пучка в приемные камеры и отводится из аппарата.

Малый диаметр волокон позволяет работать под повышенными давлениями до 10 МПа (100 атм), но при этом в обязательном порядке требуется предварительное отделение исходного раствора от возможных взвешенных в нем мелких частиц твердой фазы.

Аппараты с мембранами из полых волокон используются при получении особо чистой воды, в пищевой промышленности, при очистке и разделении газов и т. п.

Вопросы для самопроверки

1. Каким образом определяются равновесный состав и фазовое состояние трехкомпонентной жидкой смеси по треугольной диаграмме состояния?
2. Каков физический смысл правила рычага для процессов периодической экстракции?
3. Объясните физическое содержание уравнений материального баланса (7.8) для смесительно-отстойной ступени непрерывной экстракции.
4. Объясните работу смесительно-отстойной ступени и изобразите процесс экстракции в треугольной диаграмме состояния и в диаграмме y^* , $y - x$.
5. Дайте сравнительную характеристику прямоточной и противоточной схем многоступенчатой экстракции и экстракции с перекрестным током исходной смеси и экстрагента.
6. Какова последовательность построения процессов многоступенчатой экстракции в треугольной диаграмме и в диаграмме y^* , $y - x$?
7. Дайте сравнительную характеристику различных конструкций аппаратов для проведения процессов жидкостной экстракции.
8. Каковы основные типы мембранного разделения жидкостей?
9. Дайте сравнительную характеристику различных конструкций аппаратов для мембранного разделения.

РАСТВОРЕНИЕ И ЭКСТРАГИРОВАНИЕ. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ

Процессы растворения твердых веществ в жидких растворителях и экстрагирования (извлечения) веществ из пористой структуры инертного твердого материала с помощью жидких растворителей широко используются для получения концентрированных растворов этих веществ или с целью отделения растворимых веществ от инертного нерастворимого материала.

8.1. РАСТВОРЕНИЕ ПОЛНОСТЬЮ РАСТВОРИМЫХ ВЕЩЕСТВ

Процессы с участием веществ, полностью растворимых в жидких растворителях, называют собственно *растворением*.

При некоторой определенной концентрации вещества в жидком растворителе, называемой *концентрацией насыщения* или *растворимостью*, между твердой фазой этого вещества и его раствором устанавливается равновесие. Из химической термодинамики известно, что равновесие имеет место, когда химический потенциал вещества в растворе равен химическому потенциалу этого вещества в его твердом состоянии. На базе этого условия в принципе должны рассчитываться значения концентраций насыщения (C^*). Однако практически для большинства реальных пар твердое вещество – растворитель значения концентраций насыщения, в наибольшей степени зависящие от температуры, определены экспериментально и приведены в справочной литературе по равновесию (растворимости).

Концентрация насыщения представляет собой важный физико-химический и технологический параметр, поскольку эта величина характеризует способность растворителя воспринимать растворяемое вещество и, кроме того, наряду с другими факторами растворимость в значительной степени влияет на скорость процесса перехода вещества в раствор.

Растворение твердых веществ в жидких растворителях возможно только в тех случаях, когда действительная концентрация (C_f) растворяемого вещества в растворе меньше концентрации насыщения ($C_f < C^*$).

Процесс растворения чистых индивидуальных веществ обычно происходит на наружной поверхности растворяемых частиц это-

го вещества, поэтому для увеличения скорости растворения следует увеличивать общую поверхность растворяющейся твердой фазы путем измельчения растворяемого вещества до частиц размером несколько миллиметров и менее.

Скорость растворения чистого вещества пропорциональна разности концентраций ($C^* - C_f$) и обратно пропорциональна сумме сопротивлений всех трех последовательных стадий процесса: диффузионного подвода растворителя из его основной массы к поверхности растворения через пограничный слой, перехода вещества из исходного твердофазного в растворенное состояние непосредственно на самой поверхности растворения и диффузионного отвода растворенного вещества от поверхности растворения в основную массу растворителя (раствора).

В принципе, могут быть существенны сопротивления всех трех стадий, но нередко случаи, когда одно из сопротивлений значительно превосходит сумму сопротивлений двух других стадий. Тогда в зависимости от преобладающей роли того или иного сопротивления изменяется соотношение концентраций растворяемого вещества около поверхности растворения.

Если лимитирующей является стадия диффузионного отвода вещества от поверхности растворения, а собственно процессы растворения и подвода растворителя не оказывают заметного влияния на общую скорость процесса, то концентрация вещества (целевого компонента) на поверхности практически будет равна концентрации насыщения C^* . При этом скорость растворения определяется только интенсивностью наружной массоотдачи и обычно записывается в форме уравнения массоотдачи:

$$dM/d\tau = \beta F(C^* - C_f), \quad (8.1)$$

где M – масса растворяемого вещества, отводимого от поверхности растворения, кг; β – коэффициент массоотдачи, м/с; F – поверхность растворения, м²; $C^* - C_f$ – движущая разность концентраций (*движущая сила процесса растворения*), равная разности между концентрацией вещества в состоянии насыщенного раствора и действительной его концентрацией в основной массе потока раствора, кг/м³.

Когда лимитирующей стадией является сопротивление собственно процесса растворения, а подвод растворителя к поверхности и отвод растворившегося вещества не оказывают заметного влияния на общую скорость растворения, интенсивность процесса может быть записана как скорость химической реакции, зависящая от концентрации растворителя C_p в основной массе раствора:

$$dM/d\tau = kFC_p^n, \quad (8.2)$$

где n – порядок реакции растворения по концентрации C_p растворителя у поверхности растворения; k – константа скорости растворения.

Если лимитирующей стадией процесса является подвод растворителя к поверхности растворения, а собственно растворение вещества происходит без заметного сопротивления на поверхности, то концентрация растворителя на поверхности в таком случае становится практически равной нулю, движущая разность концентраций – равной $C_p - 0 = C_p$, а скорость растворения может быть записана в виде уравнения массоотдачи:

$$dM/d\tau = a\beta_p F C_p, \quad (8.3)$$

в котором β_p – коэффициент массоотдачи растворителя, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кг}/\text{м}^3) = \text{м}/\text{с}$; a – стехиометрический коэффициент реакции растворения.

Характер изменения концентрации растворяемого вещества около поверхности растворения для общего случая, т. е. при одинаковом порядке диффузионных и кинетических сопротивлений процессу растворения, представлен на рис. 8.1. При этом концентрация растворяемого вещества на поверхности растворения $C_{гр}$ оказывается меньше концентрации насыщения C^* , а концентрация растворителя на поверхности $C_{р. гр}$ – ниже его концентрации C_p в основном потоке жидкой фазы, но не равна нулю.

Скорость процесса растворения, т. е. скорость переноса массы растворяющегося вещества через все три последовательные сопротивления процессу, устанавливается одинаковой для трех стадий процесса:

$$dM/d\tau = kFC_{р. гр}^n = a\beta_p F(C_p - C_{р. гр}) = \beta F(C_{гр} - C_f). \quad (8.4)$$

Коэффициенты массоотдачи для растворителя (β_p) и растворяемого вещества (β) неодинаковы по величине, как и движущие разности концентраций процессов массоотдачи ($C_p - C_{р. гр}$) и ($C_{гр} - C_f$). При всех прочих известных величинах из системы трех уравнений (8.4) могут быть найдены значения скорости растворения $dM/d\tau$, а также значения концентраций растворителя $C_{р. гр}$ и целевого компонента $C_{гр}$ на поверхности (границе) растворения.

Скорость внешней (наружной) массоотдачи (т. е. величины β и β_p) зависит в основном от гидродинамической обстановки вблизи поверхности растворения, от диффузионных свойств растворителя и растворяемого вещества.

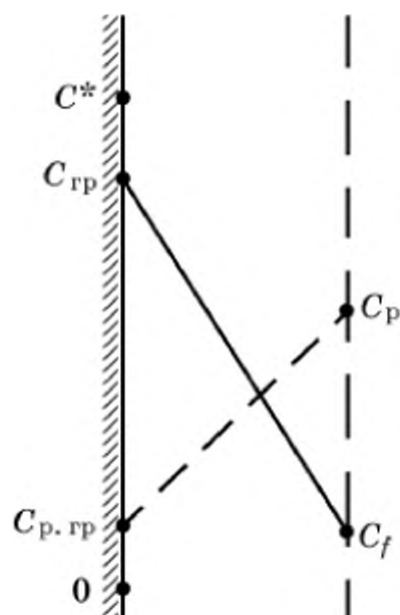


Рис. 8.1. Распределение концентраций растворяемого вещества и растворителя (пунктир) у поверхности растворения

Особенность кинетики растворения чистых веществ – уменьшение размеров частиц в процессе их растворения, что при диффузионной кинетике приводит к непрерывному изменению величины коэффициента массоотдачи. Это следует из вида функциональной зависимости диффузионного критерия Нуссельта от критерия Рейнольдса $Nu_D = ARe^m$, в которой показатель степени m при критерии Re , как правило, не равен единице. Кроме того, численные значения аппроксимационных коэффициентов A и m зависят от режимов обтекания частиц твердой фазы, т. е. от величины Re . Поскольку в процессе растворения происходит уменьшение диаметра растворяющихся частиц от его начального значения до нуля, то уменьшается и значение критерия Рейнольдса. При этом характер обтекания частиц потоком растворителя может изменяться от турбулентного к ламинарному.

8.1.1. РАСТВОРЕНИЕ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

Рассмотрим кинетику растворения, зависящую только от скорости химического взаимодействия растворяемого вещества при постоянных значениях концентраций растворителя (C_p) и температуры процесса.

Для сферической частицы ее массу и наружную поверхность можно выразить через текущее значение радиуса r : $M = (4/3)\pi r^3 \rho_r$ и $F = 4\pi r^2$, где ρ_r – плотность растворяющегося вещества. Подставив эти значения в кинетическое уравнение скорости растворения (8.2), получим дифференциальное уравнение, описывающее уменьшение радиуса растворяющейся частицы:

$$-\frac{dr}{d\phi} = \frac{k}{c_r} C_p^n, \quad (8.5)$$

где отрицательный знак левой части соответствует убыванию радиуса растворяющейся частицы ($dr < 0$).

Интегрирование уравнения (8.5) при начальном условии $r|_{\phi=0} = r_0$ дает линейный характер уменьшения радиуса частицы в процессе ее растворения:

$$r = r_0 - (k/\rho_r) C_p^n \tau. \quad (8.6)$$

Время полного растворения частицы τ_m соответствует очевидному условию $r = 0$ в соотношении (8.6):

$$\tau_m = r_0 \rho_r / (k C_p^n). \quad (8.7)$$

В большинстве случаев, однако, лимитирующей стадией процесса является диффузионный отвод растворенного вещества от поверхности растворения. При этом в кинетическом урав-

нении (8.1), также записываемом относительно радиуса сферической частицы, переменные r и τ разделяются при любом виде зависимости коэффициента массоотдачи от текущего радиуса частицы $\beta(r)$:

$$-\frac{dr}{\beta(r)} = \frac{\Delta C}{\rho_\tau} d\tau \quad (8.8)$$

где движущая разность концентраций $\Delta C = C^* - C_f$ — постоянная величина по условию рассматриваемой задачи растворения одиночной частицы.

Связь между временем τ от начала растворения и значением текущего радиуса r растворяющейся частицы в момент τ устанавливается интегрированием уравнения (8.8) от начального (r_0) до текущего значения радиуса и, соответственно, от начала растворения до текущего значения времени τ :

$$\int_r^{r_0} \frac{dr}{\beta(r)} = \frac{\Delta C}{c_\tau} \tau \quad (8.9)$$

Возможность вычисления определенного интеграла в решении (8.9) зависит от явного вида корреляционного соотношения $Nu_D = A Re^m$, из которого находится зависимость $\beta(r)$. Интегрирование по радиусу может производиться по интервалам в соответствии с разными режимами обтекания частицы или любыми численными методами.

В наиболее простом случае, когда радиус частицы r_0 и скорость ее обтекания w потоком растворителя достаточно малы, чтобы выполнялось условие $Re = w \cdot 2r_0/\nu \leq 0,2$, можно принять $Nu_D = \beta \cdot 2r/D = 2$ (см. равенство (5.74)), где ν и D — коэффициенты кинематической вязкости раствора и молекулярной диффузии растворяемого вещества в растворителе, m^2/c . Тогда $\beta = D/r$.

Подстановка $\beta = D/r$ в левую часть равенства (8.9) и вычисление определенного интеграла дают явную зависимость радиуса растворяющейся сферической частицы от времени τ растворения и времени τ_m полного ее растворения:

$$r = (r_0^2 - 2D\Delta C\tau/\rho_\tau)^{1/2}; \tau_m = \rho_\tau r_0^2/(2D\Delta C). \quad (8.10)$$

Иногда процесс растворения может сопровождаться образованием твердого слоя прореагировавшего вещества. Такой слой оказывает дополнительное диффузионное сопротивление процессу переноса растворяемого вещества; величина этого сопротивления в процессе растворения возрастает.

Существуют твердые вещества, при растворении которых выделяется газовая фаза. Кинетика процессов такого рода ослож-

нена дополнительным влиянием на скорость растворения большого количества мелких пузырьков газа, образующихся у поверхности растворения.

Растворение твердых веществ обычно сопровождается выделением теплоты растворения, что, в принципе, должно влиять на интенсивность внешней массоотдачи и на величину концентрации насыщения C^* . Однако обычно температура поверхности растворения, где, собственно, и происходит выделение теплоты, максимально повышается не более чем на несколько градусов, что объясняется высокой теплоемкостью жидких растворителей по сравнению с медленно выделяющейся теплотой растворения. По этой причине процессы растворения обычно рассматриваются как изотермические.

8.1.2. МАССОВОЕ РАСТВОРЕНИЕ

Для процессов одновременного растворения большого количества частиц характерно изменение концентрации вещества в растворе, с которым взаимодействуют растворяющиеся частицы. При этом величина концентрации компонента C_f в растворе не бывает какой-либо задаваемой функцией времени, а зависит от самого процесса растворения. Конкретный характер изменения концентрации растворяемого вещества в жидкой фазе (C_f) в значительной степени зависит от способа организации процесса растворения дисперсного вещества.

На рис. 8.2 представлены кривые изменения концентрации C_f и относительного радиуса растворяющихся частиц $y = r/r_0$ для периодического процесса растворения (а), а также для непрерывных процессов при прямоточном (б) и противоточном (в) движении потоков растворителя и дисперсного растворяемого вещества.

Растворение частиц в *периодическом процессе* при полном перемешивании суспензии происходит в условиях непрерывно увеличивающейся концентрации компонента в растворе (рис. 8.2, а). Количество растворенного вещества (компонента), которое переходит из монодисперсной твердой фазы в жидкий раствор, определяется уравнением материального баланса:

$$(4\pi/3)(r_0^3 - r^3)\rho_r N = V(C_f - C_0), \quad (8.11)$$

где N – число монодисперсных сферических частиц начального радиуса r_0 , м; V – объем чистого растворителя, м³, имеющего начальную концентрацию растворяемого вещества C_0 , кг/м³.

Согласно балансовому соотношению (8.11), количество вещества, отданного растворяющимися частицами при изменении их

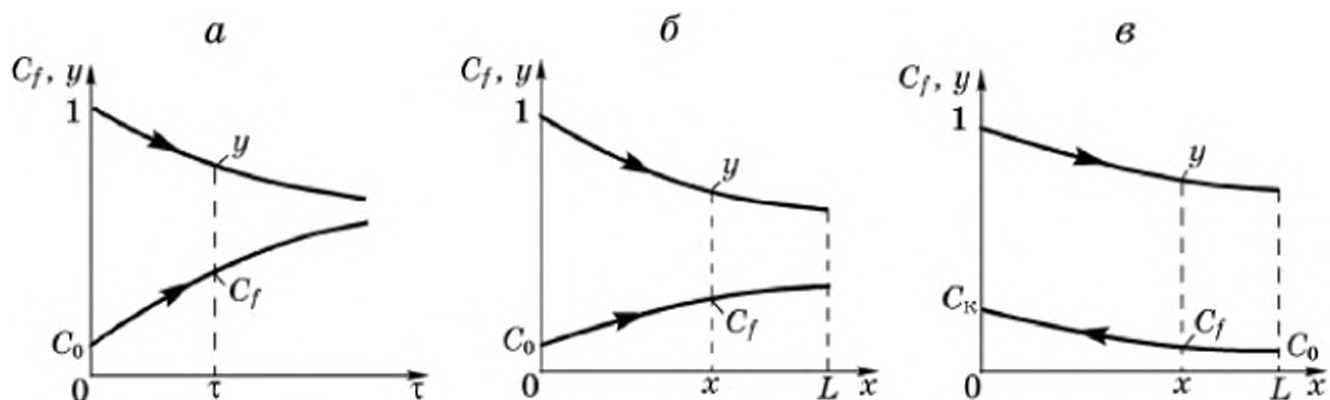


Рис. 8.2. Изменение относительного радиуса частиц $y = r/r_0$ и концентрации растворимого вещества в растворителе (C_f) при периодическом процессе (а), прямотоке (б) и противотоке (в)

радиуса от r_0 до r , повышает его концентрацию в растворителе от C_0 до C_f .

Уравнение (8.11) можно записать через текущее значение относительного радиуса $y = r/r_0$:

$$\varkappa(1 - y^3) = C_f - C_0. \quad (8.12)$$

Здесь $\varkappa = M_0/V$ – отношение начальной массы частиц $M_0 = (4\pi/3)r_0^3 N$ к объему V чистого растворителя, участвующего в периодическом процессе растворения.

Для непрерывных процессов уравнение (8.11) записывается для начального и произвольного сечений аппарата, а $\varkappa = M_{c0}/V_c$ – получает смысл отношения начального расхода частиц (кг/с) и расхода растворителя (м³/с):

$$\begin{aligned} \text{для прямотока} \quad & \varkappa(1 - y^3) = C_f - C_0, \\ \text{для противотока} \quad & \varkappa(1 - y^3) = C_\kappa - C_f. \end{aligned} \quad (8.13)$$

Балансовые соотношения (8.12) и (8.13) имеют одинаковую структуру и их можно записать в форме единого уравнения:

$$\varkappa(1 - y^3) = C_f - C_m, \quad (8.14)$$

где для периодического процесса и прямотока $\varkappa > 0$ и $C_m = C_0$, а для противотока $\varkappa < 0$ и $C_m = C_\kappa$; C_κ – концентрация вещества в растворе на выходе из противоточного аппарата (см. рис. 8.2, в).

Уравнение (8.14), определяющее связь между относительной степенью растворения частиц и концентрацией компонента в растворителе, должно анализироваться совместно с тем или иным кинетическим соотношением ((8.1)–(8.3)), определяющим скорость процесса растворения частиц. Такой совместный анализ позволяет находить или время растворения вещества в периодическом процессе, или необходимую длину L прямо- или противоточного аппарата, необходимую для достижения заданной степени растворения частиц.

Математическое описание процесса *периодического растворения* сферических частиц при диффузионном отводе вещества:

$$-\frac{dy}{d\phi} = \frac{\beta(y)}{c_\tau r_0} (C^* - C_f); \quad \alpha(1 - y^3) = C_f - C_0; \quad y|_{\phi=0} = 1, \quad (8.15)$$

где первое уравнение представляет кинетику растворения частицы при преобладающем влиянии внешнего диффузионного сопротивления (см. уравнение (8.8) с переходом в нем к относительному радиусу частицы); второе уравнение – это материальный баланс (8.14) по растворяемому веществу, третье равенство соответствует начальному условию растворения частиц исходного радиуса r_0 .

Подстановка значения C_f из второго уравнения системы (8.15) в первое, разделение переменных y и τ и интегрирование определяют связь между относительным радиусом y растворяемых частиц и временем растворения τ :

$$\int_y^1 \frac{dy}{\beta(y)[(C^* - C_0 - \alpha(1 - y^3))]} = \frac{\phi}{c_\tau r_0}. \quad (8.16)$$

Чтобы получить явный вид зависимости y от τ , следует вычислить определенный интеграл левой части равенства как функцию его переменного нижнего предела. Возможность интегрирования определяется явным видом зависимости коэффициента массоотдачи $\beta(y)$ от значения текущего радиуса (см. кинетику растворения одиночной частицы).

Для сложных видов функциональных зависимостей $\beta(y)$ интеграл в (8.16) может быть вычислен любым из имеющихся приближенных методов. В некоторых наиболее простых случаях значение интеграла как функции его нижнего предела может быть получено аналитическими методами, приводящими, однако, к довольно громоздким алгебраическим выражениям, которые приведены в специальной литературе.

Аналогично анализу периодического процесса проводится анализ *непрерывного растворения* в условиях прямо- и противотока. Если частицы перемещаются плотным слоем постоянной порозности ($\varepsilon = \text{const}$), например, под действием шнекового устройства, то линейная скорость v (м/с) дисперсного материала в направлении его движения будет уменьшаться вследствие сокращения объема растворяющихся частиц:

$$v = V_{c,\tau}/[(1 - \varepsilon)S],$$

где $V_{c,\tau}$ – уменьшающийся объемный расход растворяющегося дисперсного материала, м³/с; S – площадь поперечного сечения для прохода

дисперсного потока, м². Объемный расход $V_{c,\tau}$ связан с уменьшающимся радиусом частиц следующим равенством: $V_{c,\tau} = M_{c0}r^3/(\rho_\tau r_0^3) = M_{c0}y^3/\rho_\tau$, где M_{c0} – начальный массовый расход поступающего в аппарат дисперсного материала, кг/с.

Скорость перемещения дисперсного материала связана со значением текущего радиуса частиц и уменьшается в направлении движения твердой фазы:

$$v = M_{c0}y^3/[\rho_\tau(1 - \varepsilon)S]. \quad (8.17)$$

Если в первом, кинетическом уравнении системы (8.15) перейти от переменной τ (время пребывания или время растворения частиц в аппарате) к координате x внутри аппарата, согласно очевидному кинематическому равенству $d\tau = dx/v$, а концентрацию C_l , как и прежде, подставить из уравнения материального баланса, то связь между координатой x внутри аппарата и относительным радиусом y растворяющихся частиц при прямо- или противоточном растворении будет представлена в виде уравнения:

$$\int_y^1 \frac{y^3 dy}{\beta(y)[(C^* - C_m) - \varepsilon(1 - y^3)]} = \frac{(1 - \varepsilon)S}{r_0 M_{c0}} x. \quad (8.18)$$

Аналогично тому, как это имело место при рассмотрении периодического процесса растворения, здесь определенный интеграл с переменным нижним пределом для сложной функциональной зависимости $\beta(y)$ находится численными методами, а в некоторых простых, частных случаях интеграл может быть найден аналитически.

Анализ процесса периодического растворения *плотного неподвижного слоя* дисперсного материала осложнен тем, что по мере развития процесса во времени объем растворяемого материала уменьшается, при этом общая высота слоя также непрерывно уменьшается. Слой материала, расположенный со стороны входа растворителя, растворяется быстрее и в некоторый момент растворится полностью, после чего характер процесса растворения в плотном слое несколько изменится.

Полное описание процесса периодического растворения в неподвижном слое должно учитывать изменение концентрации вещества в растворителе и уменьшение размера частиц как функции двух независимых переменных: координаты внутри слоя и времени растворения, что приводит к дифференциальным уравнениям в частных производных. Для практического использования существенной особенностью периодического процесса растворения в плотном слое является увеличение его гидродинамического

сопротивления по мере уменьшения размеров растворяющихся частиц.

Специфические особенности наблюдаются при непрерывном растворении частиц в условиях практически *полного перемешивания обеих фаз* (суспензии частиц и растворителя). Полное перемешивание частиц и растворителя обеспечивает постоянное значение концентрации вещества C_f по всему объему аппарата. Поскольку подача дисперсного материала и исходного растворителя в зону растворения и выход раствора из аппарата во времени неизменны, то и концентрация в растворе, с которым контактируют растворяющиеся частицы, также во времени неизменна.

С этой точки зрения анализ процесса растворения в непрерывном режиме полного перемешивания проще, чем в условиях периодического процесса или при прямо- и противотоке. Однако при перемешивании дисперсной фазы время пребывания отдельных частиц в зоне растворения неодинаково. Следовательно, некоторая часть частиц будет выводиться из аппарата через весьма малое время их пребывания в зоне растворения (см. разд. 1.19); естественно, что степень растворения таких частиц окажется, соответственно, малой. Необходимость учитывать неравномерность растворения частиц, т. е. наличие непрерывного распределения частиц растворяемого материала по их радиусу, в значительной степени осложняет расчет такого непрерывного процесса и приводит к трансцендентным уравнениям, содержащим к тому же определенные интегралы, не вычисляемые аналитически.

Еще более сложным для расчетов представляется процесс растворения *полидисперсных материалов*, имеющих разные размеры исходных частиц. При этом кинетика растворения крупных и мелких частиц с самого начала их растворения может оказаться неодинаковой: для частиц одного размера скорость растворения будет зависеть от сопротивления наружной диффузии, а для частиц других размеров – от сопротивления собственно процесса растворения; или даже в пределах одной только диффузионной кинетики процесса растворения значение коэффициента массоотдачи будет по-разному зависеть от размера частиц различного начального диаметра.

8.1.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ КИНЕТИКА РАСТВОРЕНИЯ

Теоретические, модельные методы анализа процессов растворения частиц правильной геометрической формы позволяют выяснить общие закономерности исследуемых процессов. Существуют, однако, факторы, затрудняющие теоретическое описание реальных процессов растворения. Так, отдельные частицы

в реальных условиях могут растворяться с различными скоростями вследствие некоторого различия их исходных свойств. Форма частиц может быть далека от сферической или от иной геометрически правильной конфигурации. Частица может растворяться с неодинаковыми скоростями на отдельных участках ее поверхности из-за неравномерности обтекания растворителем и возможной неизотропности материала частицы.

Вклады последовательных кинетических сопротивлений процессу растворения в общем случае сравнимы друг с другом по величине. Причем относительное влияние этих сопротивлений на скорость растворения в ходе процесса, как правило, изменяется.

Перечисленные здесь и некоторые другие отклонения условий реальных процессов растворения от упрощенных модельных представлений не позволяют рассчитывать процессы растворения на базе теоретических моделей. В связи с этим наиболее надежны непосредственные экспериментальные данные. Кинетика растворения, определяемая экспериментально, суммарно учитывает все отклонения реального процесса растворения конкретного материала от упрощенных представлений о процессе. При получении экспериментальных кинетических данных растворимый полидисперсный материал должен быть представительным по всем размерам частиц и по всем другим его исходным параметрам.

Суть экспериментального метода изучения кинетики растворения состоит в том, что при постоянных в процессе каждого опыта значениях концентрации (C_r) компонента в растворителе и температуры (t) и при неизменных внешних гидродинамических параметрах (Γ) процесса (скорости движения растворителя относительно поверхности растворения или интенсивности перемешивания суспензии в аппаратах с механической мешалкой) непрерывно или через некоторые промежутки времени тем или иным методом измеряется количество растворившегося вещества. В конце процесса измеряется время τ_m полного растворения всей пробы вещества. Эксперименты проводят при различных значениях C_r , t и Γ . По полученным данным определяется аппроксимационная зависимость вида

$$-d\gamma/d\tau = F(C_r, \gamma, t, \Gamma), \quad (8.19)$$

где γ – доля вещества, не растворившаяся к моменту τ ; явный вид функциональной зависимости F получают обработкой опытных данных.

Влияние величины γ на скорость растворения часто оказывается возможным выделить в правой части соотношения (8.19) в форме отдельного сомножителя: $F(C_r, \gamma, t, \Gamma) = F_1(\gamma)F_2(C_r, t, \Gamma)$, что позволяет разделить переменные γ и τ при интегрировании уравнения (8.19) и получить при начальном условии $\gamma|_{\tau=0} = 1$ кинетическое соотношение:

$$\phi = \int_{\gamma}^1 \frac{d\gamma}{F_1(\gamma)} / F_2(C_f, t, \Gamma) . \quad (8.20)$$

Время полного растворения соответствует значению $\gamma = 0$:

$$\phi_m = \int_0^1 \frac{d\gamma}{F_1(\gamma)} / F_2(C_f, t, \Gamma) .$$

Следовательно, безразмерное время растворения $\eta = \phi / \phi_m$ может быть записано как функция нижнего предела γ интеграла:

$$\eta = \int_{\gamma}^1 \frac{d\gamma}{F_1(\gamma)} / \int_0^1 \frac{d\gamma}{F_1(\gamma)} . \quad (8.21)$$

Существенно, что кинетическое соотношение (8.21), определяющее экспериментально найденную связь между долей нерастворенного вещества γ и относительным временем растворения τ/τ_m , не содержит в явном виде ни концентрации компонента в растворе (C_f), ни температуры (t), ни параметров гидродинамической обстановки (Γ) в зоне растворения. Иными словами, кинетическая функция $\gamma(\theta)$, обратная соотношению (8.21), инвариантна относительно внешних параметров процесса. Формально это следует из того, что функция $F_2(C_f, t, \Gamma)$ при получении соотношения (8.21) сократилась, а физический смысл этого сокращения заключается в том, что влияние внешних параметров на скорость процесса растворения оказывается сосредоточенным в экспериментально определяемой величине времени полного растворения τ_m .

Использование экспериментальной кинетики растворения в безразмерной форме (8.21) оказывается весьма удобным при расчете многоступенчатых аппаратов полного перемешивания, часто используемых для растворения медленно растворяющихся веществ.

Интенсификация процессов растворения может быть достигнута несколькими способами. Наиболее естественный способ, применимый ко многим массообменным гетерогенным процессам, – увеличение суммарной поверхности (в данном случае – растворяющихся частиц), к чему и стремятся в большинстве случаев. Однако здесь имеется разумный предел, связанный с тем, что, во-первых, большая степень измельчения требует значительно больших затрат энергии на сам процесс измельчения и, во-вторых, для изначально мелких частиц, как правило, невозможны значительные относительные скорости движения растворителя и частиц (скорости скольжения), что приводит к снижению интенсивности внешней массоотдачи от поверхности растворяющихся частиц.

Вторая группа способов интенсификации процессов растворения основана на искусственном увеличении скорости сколь-

жения растворителя относительно поверхности частиц, что эффективно в случаях, когда скорость процессов растворения зависит от сопротивления внешней диффузии. При этом могут быть использованы повышенная скорость фильтрования растворителя при подаче растворителя в направлении сверху вниз или введение в зону растворения низкочастотных (звуковой или сверхзвуковой частоты) колебаний и т. п. Разумеется, одновременно с достигаемой интенсификацией процесса растворения использование этих способов связано с увеличением эксплуатационных и капитальных затрат, поэтому целесообразность применения того или иного способа интенсификации растворения может быть решена только на основе технико-экономического анализа приведенных затрат на реализацию процесса (см. уравнения (1.84) и (3.108)).

Когда скорость растворения лимитируется сопротивлением собственно процесса растворения, т. е. определяется скоростью химической реакции растворения на поверхности частиц, целесообразно повышать температуру процесса, поскольку константа скорости реакции растворения k (см. уравнение (8.2)), согласно известному закону химической кинетики Аррениуса, пропорциональна величине $\exp(-E/RT)$, где E – энергия активации реакции растворения, R – газовая постоянная и T – абсолютная температура процесса растворения.

8.2. ЭКСТРАГИРОВАНИЕ ТВЕРДОГО ВЕЩЕСТВА

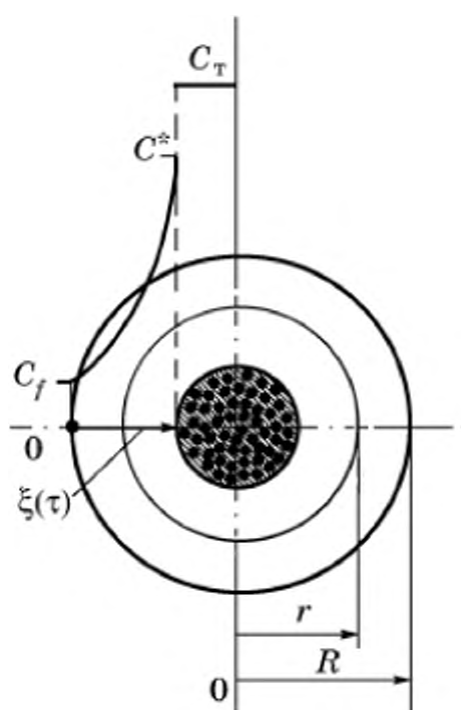
Извлечение целевого компонента (вещества), находящегося в виде твердых растворимых включений внутри пористой структуры какого-либо инертного тела, называется *экстрагированием*. Процесс извлечения вещества в этом случае состоит в том, что жидкий растворитель постепенно проникает внутрь пористого инертного тела и там растворяет включения твердого растворяемого вещества. Растворенное вещество диффундирует по освободившимся от твердого компонента порам, заполненным теперь раствором, в направлении наружной поверхности частиц и далее с поверхности частиц переходит в основную массу растворителя, который находится между частицами.

Как правило, все поры материала в начале процесса заполнены твердым растворимым веществом. Если же растворимые включения заполняют лишь часть пористой структуры, то в начальный момент контакта с жидким растворителем устья свободных от вещества пор, содержащие, как правило, воздух, будут заполняться жидкой фазой растворителя под действием капиллярного давления. Контакт растворителя и целевого компонента достига-

ется в результате растворения воздуха в жидком растворителе и последующей диффузии компонента к устьям пор.

Для мелких капилляров ($r < 10^{-7}$ м) время *пропитки* пористых частиц растворителем обычно пренебрежимо мало по сравнению со временем извлечения вещества. Однако для крупных пор, в которых капиллярные силы относительно невелики, пропитка может происходить в течение всего процесса экстрагирования. Анализ параллельно протекающих процессов пропитки и экстрагирования растворимого твердого вещества оказывается чрезвычайно сложным, и поэтому в дальнейшем будем полагать, что временем собственно пропитки пористых частиц можно пренебречь.

Если пористые частицы инертного материала имеют изотропную структуру, то в процессе экстрагирования из таких частиц твердых растворимых включений, равномерно заполняющих объем пор в начале процесса растворения, часто возникает так называемый *послойный процесс растворения* (рис. 8.3). Физическая сущность такого процесса состоит в том, что собственно растворение твердых включений происходит на геометрической поверхности некоторого фронта растворения, постепенно продвигающегося в глубь частицы. На самом фронте внутри пор, заполненных жидким раствором, концентрация равна концентрации насыщения C^* , превосходящей концентрацию C_f у наружной поверхности частицы. Растворенный целевой компонент отводится от фронта растворения за счет его диффузии в растворителе под действием возникающего градиента концентрации поперек отработанного слоя, в котором уже произошло растворение вещества.



Продвижение фронта растворения в глубь пористой структуры частицы, как правило, оказывается весьма медленным, поэтому распределение концентрации растворенного вещества поперек отработанного

Рис. 8.3. Послойное экстрагирование твердого растворимого вещества из инертной пористой структуры сферической частицы:

C^* – концентрация извлекаемого компонента в растворителе, равновесная с твердым веществом; C_r – начальная концентрация твердого растворимого вещества в пористом инертном материале; R – радиус частицы; $\xi(\tau)$ – переменная во времени координата фронта растворения; заштрихована центральная зона, в которой экстрагирование еще не начиналось; незаштрихованная наружная зона соответствует полному растворению твердых включений

слоя можно считать стационарным, т. е. соответствующим в каждый момент времени положению фронта растворения.

Стационарное распределение концентрации поперек сферического отработанного слоя толщиной $\xi(\tau)$ (см. рис. 8.3) имеет гиперболический вид (см. стационарную теплопроводность сферических стенок, гл. 3):

$$\frac{C - C_f}{C^* - C_f} = \left(\frac{R}{r} - 1 \right) \frac{R - \xi}{\xi}, \quad R - \xi \leq r \leq R, \quad (8.22)$$

где r – текущий радиус частицы в пределах отработанного слоя.

На основе распределения (8.22) можно получить (здесь без вывода) связь между временем и положением фронта растворения $\tau = C_\tau(3R\xi^2 - 2\xi^3)/(6DR(C^* - C_f))$ и время полного растворения ($\xi = R$) твердых включений $\tau_m = C_\tau R^2/(6D(C^* - C_f))$.

8.3. ЭКСТРАГИРОВАНИЕ РАСТВОРЕННОГО ВЕЩЕСТВА

В некоторых случаях целевой компонент может находиться внутри пористой структуры какого-либо инертного материала в состоянии раствора, заполняющего поры материала. При контакте такого материала с жидким растворителем (экстрагентом) целевой компонент перемещается в жидкой фазе исходного растворителя в направлении к наружной поверхности частицы. Диаметр пор инертного материала обычно настолько мал, что раствор в порах практически неподвижен, и, следовательно, извлекаемое растворенное вещество переносится из внутренних зон материала к его наружной поверхности только за счет механизма молекулярной диффузии Фика (уравнение (5.5)).

8.3.1. ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИЗ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

Обычно принимается, что перед началом процесса извлечения компонент равномерно распределен по изотропной пористой структуре частиц инертного материала.

В начальный момент целевому компоненту, находящемуся в непосредственной близости к наружной поверхности, не приходится преодолевать значительных расстояний от внутренних точек пористого материала до его поверхности, поэтому скорость экстрагирования оказывается значительной. В последующие моменты, однако, компонент начинает поступать к наружной поверхности частицы из все более глубоких зон материала, сопротивление процессу переноса возрастает, и общая скорость экстрагирования уменьшается. Нестационарные поля концентрации извлекаемого компонента внутри материала непрерывно деформируются от резко неравномерных к более равномерным (рис. 8.4).

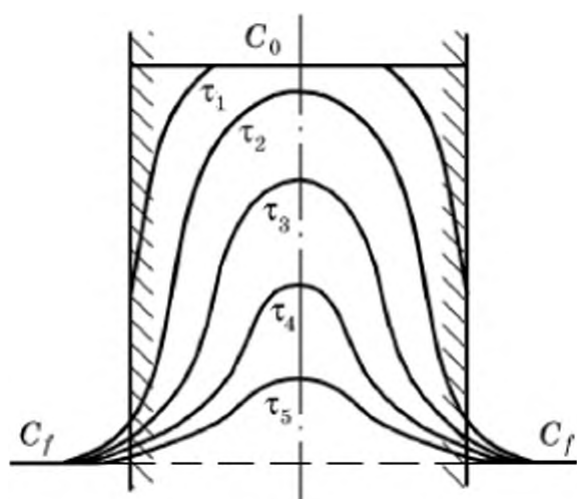


Рис. 8.4. Нестационарное распределение концентраций извлекаемого компонента внутри пластины из инертного пористого материала: $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \dots$

Такой процесс нестационарного экстрагирования аналогичен процессу охлаждения твердого тела (см. гл. 3) и описывается уравнением нестационарной диффузии, вывод которого практически не отличается от вывода уравнения нестационарной теплопроводности (3.28) для тела плоской формы.

В процессах экстрагирования частицы инертных материалов, из которых извлекается целевой компонент, чаще всего имеют округлую форму, поэтому рассмотрим дифференциальное уравнение нестационарной диффузии для частицы шаровой формы. При этом воспользуемся полученным в главе 5 общим соотношением (5.13) конвективно-диффузионного переноса компонента, в котором применительно к диффузии в неподвижном растворе внутри частицы все компоненты скоростей равны нулю, а оператор Лапласа для тела центрально симметричной сферической формы содержит два слагаемых (см. раздел о нестационарной теплопроводности в главе 3):

$$\frac{\partial C}{\partial \phi} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right) \quad (8.23)$$

Правая часть дифференциального уравнения (8.23) соответствует разности входящих и выходящих из любого произвольного сферического слоя количеств диффундирующего компонента. Левая часть дифференциального уравнения (8.23) есть скорость изменения количества растворенного компонента в любом слое. Правая часть уравнения содержит частные производные, поскольку в нестационарном процессе фигурирует еще и частная производная по времени.

Условия однозначности к уравнению нестационарной диффузии (8.23):

$$\begin{aligned} C|_{\tau=0} &= C_0, \\ \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=0} &= 0, \\ -D \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=R} &= \beta(C|_{r=R} - C_f), \end{aligned} \quad (8.24)$$

где первое равенство соответствует известному равномерному начальному распределению концентрации компонента; второе – симметрии искомого нестационарного профиля концентрации в центре шаровой частицы; третье условие означает, что количество компонента, которое подводится изнутри частицы материала к его наружной поверхности вследствие

диффузии, отводится от этой поверхности в основную массу экстрагента согласно механизму конвективной массоотдачи; β – коэффициент массоотдачи от наружной поверхности, м/с; $\partial C / \partial r|_{r=R}$ и $C|_{r=R}$ – градиент концентрации и концентрация компонента на наружной поверхности соответственно ((кг/м³)/м и кг/м³); C_f – концентрация компонента в потоке экстрагента вне частицы, кг/м³.

Классический метод решения параболического уравнения в частных производных (8.23) с условиями однозначности третьего рода (по классификации, принятой в математической физике) состоит в разделении переменных τ и r , в представлении уравнения в виде системы двух уравнений в полных производных, в их решении и определении трех констант интегрирования из трех независимых условий однозначности (8.24). Подобный алгоритм получения такого решения в форме бесконечного ряда Фурье рассмотрен в гл. 3 на примере решения задачи нестационарной теплопроводности тела плоской формы (см. решение (3.41) системы уравнений (3.28)). Задача (8.23), (8.24) сформулирована для тела шаровой формы, что не отражается на принципе и последовательности получения решения, а лишь несколько изменит конечный результат, который приводится здесь (без вывода) только для среднего по объему шаровой частицы значения концентрации C компонента:

$$\frac{C(\tau) - C_f}{C_0 - C_f} = 6 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(\sin \mu_i - \mu_i \cos \mu_i)^2}{\mu_i^2 (\mu_i - \sin \mu_i \cos \mu_i)} \exp(-\mu_i^2 D \tau / R^2), \quad (8.25)$$

где μ_i – корни трансцендентного характеристического уравнения задачи для тела шаровой формы $\operatorname{tg} \mu = \mu / (1 - \operatorname{Bi}_D)$; $\operatorname{Bi}_D = \beta R / D$ – диффузионный критерий Био.

Аналогичные по структуре решения могут быть получены для частиц плоской, цилиндрической и некоторых других форм.

Когда интенсивность внешней массоотдачи по сравнению с интенсивностью внутреннего переноса компонента настолько велика, что наружное диффузионное сопротивление пограничного слоя можно считать практически отсутствующим, третье пограничное условие (8.24) предельным переходом при $\beta \rightarrow \infty$ (практически при $\operatorname{Bi}_D \geq 50$) преобразуется в условие первого рода $C|_{r=R} = C_f$, что означает равенство концентрации компонента на поверхности тела и в потоке наружного экстрагента. Решение такой упрощенной задачи получается предельным переходом при $\operatorname{Bi}_D \rightarrow \infty$ в выражении (8.25) и в характеристическом уравнении задачи. При этом $\mu_i = 0, \pi, 2\pi, \dots$, и слагаемые, содержащие $\sin \mu_i$, в решении (8.25) становятся нулями.

8.3.2. МАССОВОЕ ЭКСТРАГИРОВАНИЕ РАСТВОРЕННЫХ ВЕЩЕСТВ

Экстрагирование из массы дисперсного материала отличается от аналогичного процесса из одиночной частицы тем существенным обстоятельством, что концентрация извлекаемого вещества в экстрагенте (C_f) в этом случае уже не является заданной постоянной величиной, но сама зависит от количества компонента, перешедшего из твердого материала в массу экстрагента.

Связь между концентрацией C_f компонента в экстрагенте и средней его концентрацией C в дисперсном материале для наиболее распространенных периодических или непрерывных прямо- или противоточных процессов устанавливается уравнением материального баланса общего вида:

$$\alpha(C_0 - C) = C_f - C_m, \quad (8.26)$$

где $\alpha = M_c/V_c$; M_c и V_c – объемные расходы дисперсного материала и экстрагента, $\text{м}^3/\text{с}$, или объемы для периодического процесса, м^3 ; для периодического процесса и прямотока $\alpha > 0$ и $C_m = C_{f,0}$, а для противотока $\alpha < 0$ и $C_m = C_k$; C_k – концентрация компонента в экстрагенте, покидающем аппарат непрерывного действия (см. аналогичные соотношения (8.12)–(8.14)); $C_{f,0}$ – начальная концентрация компонента в экстрагенте, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Решение системы уравнений (8.23), (8.24) и (8.26) оказывается возможным и здесь приводится в качестве примера (без вывода) в обобщенной форме:

$$\frac{C_0 - C}{C_0 - C_m} = \frac{1}{1 + i} - 6 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\exp(-\mu_i^2 D \tau / R^2)}{(3i - \mu_i^2 / \text{Bi}_D) + (1 - 1 / \text{Bi}_D) \mu_i^2 + 9i}, \quad (8.27)$$

где μ_i – характеристические числа задачи являются корнями уравнения $\text{ctg} \mu = 1/\mu + (3\alpha/\text{Bi}_D - \mu/\text{Bi}_D)^{-1}$.

Переход от текущего значения времени экстрагирования τ к продольной координате x внутри аппарата непрерывного действия осуществляется по уравнению расхода дисперсной фазы: $\tau = x/(M_c S)$, где S – поперечное сечение аппарата, м^2 .

Рассмотренные теоретические методы описания кинетики экстрагирования основаны на представлении об изотропных свойствах пористого материала, постоянстве коэффициента диффузии извлекаемого вещества D и применимы лишь к телам правильной геометрической формы. Когда условия такого рода не соответствуют реальному процессу (неизотропные материалы, например, растительного происхождения, частицы неправильной формы, полидисперсные материалы и т. п.), то используются непосредственные экспериментальные кинетические данные, получаемые при экстрагировании представительной порции частиц конкретного материала реальной геометрической формы. Такие данные используются для расчета периодических и непрерывных прямо- и противоточных процессов вместо теоретических уравнений типа (8.27).

8.4. КОНСТРУКЦИИ ЭКСТРАКТОРОВ

Конструкции аппаратов для проведения процессов растворения и экстрагирования зависят от характера обрабатываемой твердой фазы, т. е. от размеров частиц и их формы и от требований к степени отработки материала или к выходной концентрации растворителя.

Распространены простые аппараты *периодического действия*, в которых экстрагирование производится из *неподвижного* слоя дисперсного материала. Жидкий экстрагент входит в аппарат (рис. 8.5)

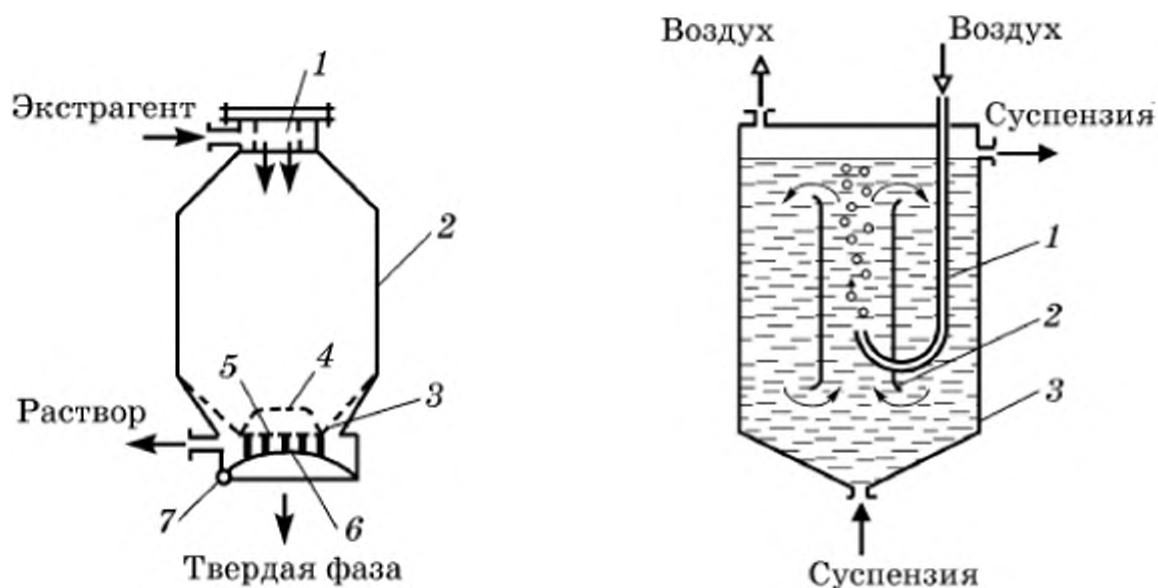


Рис. 8.5. Экстракционный аппарат с неподвижным слоем материала:
 1 – распределительная решетка входного коллектора; 2 – корпус; 3 – 5 – решетки; 6 – нижняя крышка; 7 – ось крышки

Рис. 8.6. Экстрактор с пневматическим перемешиванием:
 1 – труба подачи воздуха; 2 – циркуляционная труба; 3 – корпус

сверху через распределительную решетку 1 и фильтруется через слой дисперсного материала, располагаемый на решетках 3, 4, 5. Выгрузка отработанной твердой фазы производится поворотом вокруг оси 7 нижней крышки 6 с решетками 4 и 5.

Для создания непрерывной технологической линии аппараты периодического действия соединяют в батареи. Экстрагент, как правило, проходит все аппараты последовательно противоточно- или прямотоком по отношению к перемещению обрабатываемого дисперсного материала.

В аппаратах с *пневматическим перемешиванием* суспензии (рис. 8.6) в нижнюю часть циркуляционной трубы 2 подается сжатый воздух, поднимающиеся пузырьки которого перемешивают растворитель и частицы. Такие аппараты используются для

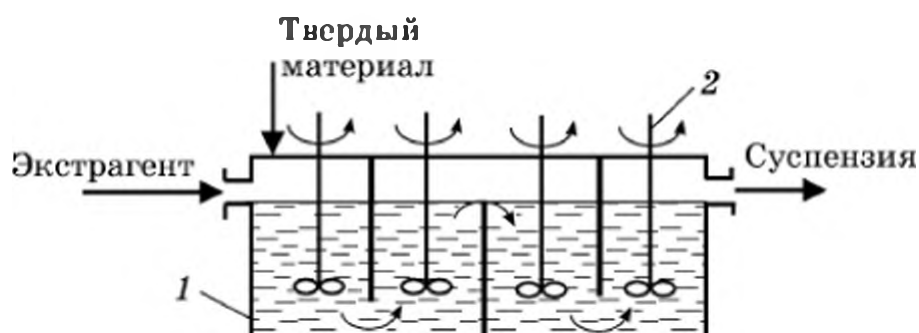


Рис. 8.7. Секционированный экстрактор с механическим перемешиванием в каждой секции:
 1 – корпус аппарата; 2 – мешалка

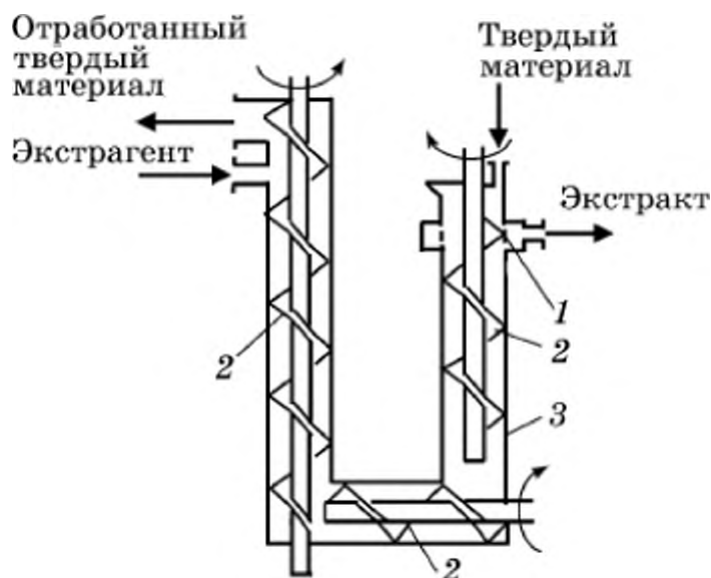


Рис. 8.8. Шнековый экстрактор:
1 – входное разделительное сито;
2 – шнеки; 3 – корпус

растворения и могут работать как в периодическом, так и в непрерывном режимах.

В секционированном аппарате (рис. 8.7) осуществляется многоступенчатое экстрагирование (растворение), при этом в каждой секции суспензия перемешивается

механическими мешалками. Переток суспензии из одной секции в другую производится попеременно в нижней части аппарата и в его верхней части.

В шнековых аппаратах потоки дисперсной фазы и экстрагента движутся противотоком. Конструкции шнеков и компоновка аппаратов могут быть различными. На рис. 8.8 изображена схема трехшнекового экстрактора, две колонны которого расположены вертикально.

На рис. 8.9 представлена схема ленточного экстрактора непрерывного действия, где дисперсный материал поступает на ленточный транспортер 5. Экстрагент подается в левый распылитель 1, проходит поперек слоя дисперсного материала и попадает

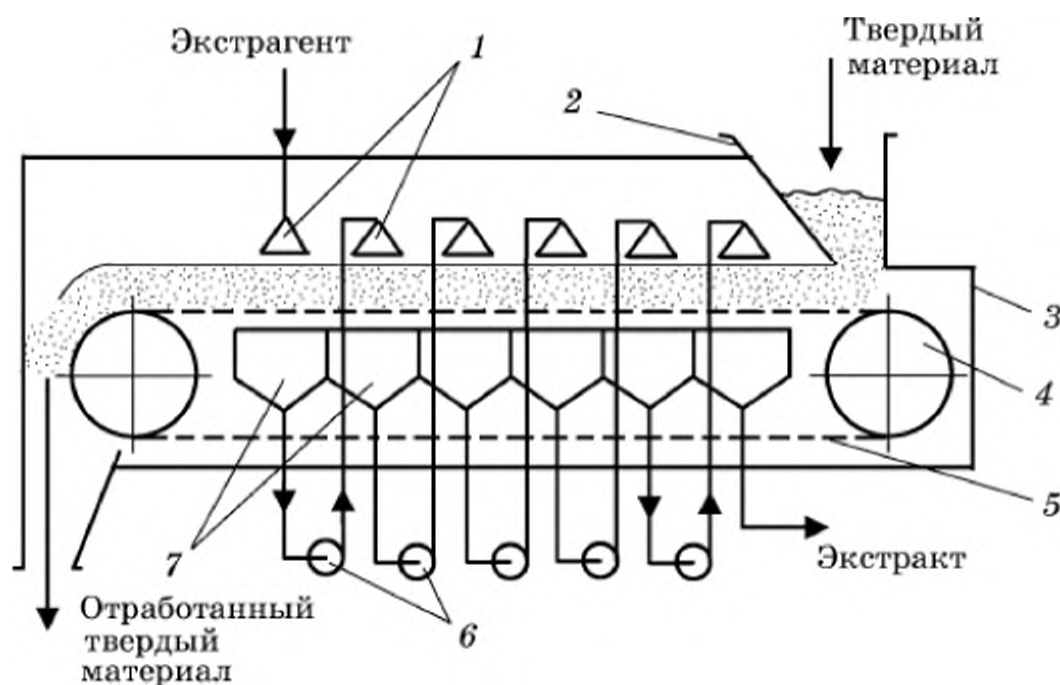


Рис. 8.9. Ленточный экстрактор:

1 – распылители; 2 – бункер; 3 – корпус; 4 – шестерня; 5 – ленточный транспортер; 6 – насосы; 7 – приемные емкости

в приемную емкость 7. Насосы 6 подают экстрагент, содержащий некоторое количество растворенного компонента, на следующий участок слоя и т. д. Таким образом, происходят перекрестный ток фаз на отдельных участках слоя и противоточное движение в целом. По мере необходимости в этом аппарате можно организовать любые варианты относительного движения потоков.

Аналогичным образом работают *ковшовые экстракторы*, в которых вместо перфорированной ленты используется транспортное устройство с контейнерами (ковшами), имеющими ситчатые днища для прохода экстрагента. Таков же принцип действия вращающихся *карусельных экстракторов*, где плотный слой дисперсного материала размещается на вращающемся роторе, разделенном на секторы, имеющие ситчатое дно. Время экстрагирования регулируется скоростью вращения ротора.

8.5. КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ

Кристаллизацией называют процесс образования твердой фазы из раствора, расплава или непосредственно из паровой фазы вещества. В химической и смежных отраслях промышленности широкое распространение имеет кристаллизация из растворов. Так, ископаемые минеральные соли часто представляют собой смеси различных соединений. Их растворяют и затем при помощи обратного процесса – кристаллизации – выделяют нужное вещество за счет различной растворимости исходных компонентов при тех или иных технологических параметрах процесса. Кристаллизацию используют также для разделения смесей, глубокой очистки вещества от примесей, выращивания монокристаллов особо чистых веществ и т. п.

Растворимость веществ в жидких растворителях зависит от физико-химической природы растворителя и от температуры. Для большинства веществ с повышением температуры растворимость увеличивается. Данные по растворимости различных веществ приводятся в справочной литературе.

Основными технологическими параметрами получающегося в процессе кристаллизации продукта являются размер кристаллов и чистота кристаллизовавшегося вещества, которые в значительной степени зависят от продолжительности и условий проведения промышленного процесса.

Кристаллизация может происходить только в том случае, если исходный жидкий раствор находится в *состоянии пересыщения* или *переохлаждения*. Пересыщенные растворы имеют концентрацию растворенного вещества выше растворимости этого вещества. При таких условиях растворы термодинамически неустойчивы, и

избыточное количество растворенного вещества стремится выделиться из таких растворов в виде твердой фазы (кристаллов). Переохлажденные растворы – это тоже пересыщенные растворы, которые оказались таковыми в результате понижения температуры раствора (переохлаждения) ниже того ее значения, при котором раствор был насыщенным. Способ достижения состояния пересыщения путем понижения температуры раствора используется для систем растворимое вещество – растворитель, у которых растворимость с увеличением температуры увеличивается.

В промышленной практике используются два основных *метода кристаллизации*: *изотермический*, при котором пересыщение раствора достигается удалением части растворителя при постоянной температуре (обычно методом выпаривания, см. гл. 4), и *изогидрический*, когда пересыщение достигается только снижением температуры кристаллизуемого раствора. Изотермическая кристаллизация используется для растворов с незначительным увеличением растворимости при повышении температуры до температуры кипения раствора, при которой из него интенсивно испаряется часть растворителя. Изогидрическая кристаллизация, наоборот, применяется при кристаллизации растворов с растворимостью, быстро уменьшающейся при сравнительно небольшом понижении температуры; такие растворы легко переводятся в состояние пересыщения с помощью одного только понижения температуры, без удаления части растворителя.

8.5.1. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Для двухкомпонентной системы, содержащей растворитель и растворенное вещество, можно записать два независимых уравнения *материального баланса* процесса непрерывной кристаллизации: по общей массе и по целевому компоненту (кристаллизуемому веществу):

$$G_n = G_t + G_k + W \text{ и } G_n y_n = G_t + G_k y_k, \quad (8.28)$$

где G_n и G_k – расходы начального и конечного (маточного) растворов, кг/с; G_t и G_r – расходы кристаллической фазы, включающей некоторое количество растворителя в форме кристаллогидрата, и кристаллической фазы в пересчете на чистое кристаллизуемое вещество, кг/с; W – количество удаляемого из раствора растворителя, кг/с; y_n и y_k – концентрации кристаллизуемого вещества в начальном и маточном растворе, мас. доли.

Расход безводной кристаллической фазы G_t можно выразить через расход кристаллогидрата и отношение молекулярной массы сухого кристалла M к массе кристаллогидрата $M_{кр}$:

$$G_t = G_r (M/M_{кр}). \quad (8.29)$$

Из уравнений (8.28) и (8.29) получается соотношение для расхода кристаллической фазы:

$$G_{\tau} = [G_{\Pi}(y_{\kappa} - y_{\Pi}) - W y_{\kappa}] / (y_{\kappa} - M/M_{\kappa p}). \quad (8.30)$$

Если получаемая кристаллическая фаза не содержит кристаллогидратной влаги ($M_{\kappa p} = M$), то в уравнении (8.30) следует принять $M/M_{\kappa p} = 1$; при изогидрической кристаллизации в балансовом уравнении (8.30) $W = 0$.

Уравнение *теплового баланса* непрерывной кристаллизации содержит неодинаковые слагаемые для изотермической и изогидрической кристаллизации. При изотермической кристаллизации уравнение теплового баланса аналогично таковому для процесса непрерывного выпаривания (см. гл. 4):

$$G_{\Pi} c_{\Pi} t_{\Pi} + G_{\tau} r_{\kappa p} + Q = G_{\tau} c_{\tau} t_{\tau} + (G_{\Pi} - G_{\tau} - W) c_{\kappa} t_{\kappa} + W i_{\text{вп}} + Q_{\text{пот}}, \quad (8.31)$$

где c_{Π} , c_{κ} , c_{τ} – теплоемкости начального раствора, маточного раствора и кристаллов, Дж/(кг · К); t_{Π} , t_{κ} и t_{τ} – температуры начального и конечного растворов и кристаллов, °С; $r_{\kappa p}$ – теплота кристаллизации вещества, Дж/кг; $i_{\text{вп}}$ – энтальпия отводимых паров растворителя, Дж/кг; Q – теплота, подводимая с греющим теплоносителем, Вт; $Q_{\text{пот}}$ – потери теплоты в окружающую среду, Вт.

При использовании в качестве греющего теплоносителя насыщенного водяного пара $Q = D r_{\text{г.п}}$, где D – расход греющего пара, кг/с; $r_{\text{г.п}}$ – теплота конденсации греющего пара, Дж/кг.

При изогидрической кристаллизации ($W = 0$) раствор охлаждается и уравнение теплового баланса имеет вид:

$$G_{\Pi} c_{\Pi} t_{\Pi} + G_{\tau} r_{\kappa p} + G_{\text{в}} c_{\text{в}} t_{\text{в.н}} = G_{\tau} c_{\tau} t_{\tau} + (G_{\Pi} - G_{\tau}) c_{\kappa} t_{\kappa} + G_{\text{в}} c_{\text{в}} t_{\text{в.к}} + Q_{\text{пот}}, \quad (8.32)$$

где $G_{\text{в}}$ и $c_{\text{в}}$ – расход (кг/с) и теплоемкость (Дж/(кг · К)) охлаждающей воды; $t_{\text{в.н}}$ и $t_{\text{в.к}}$ – начальная и конечная температура воды, °С.

8.5.2. ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫШЕЙ КРИСТАЛЛОВ

Формирование каждого отдельного кристалла требуемого размера происходит в две последовательные стадии: возникновение зародыша твердой фазы и его последующий рост. При массовой кристаллизации процессы зарождения новых центров и рост уже существующих кристаллов в объеме кристаллизующегося раствора происходят одновременно.

Новая кристаллическая фаза в растворе может возникать только при состоянии его пересыщения, характеризуемого разностью концентраций $\Pi = C - C^* > 0$, где C и C^* – действительная концентрация кристаллизующегося вещества в растворе и растворимость, т. е. концентрация, соответствующая насыщенному раствору при данной температуре. Установлено, что даже в пересыщенных растворах кристаллические зародыши твердой

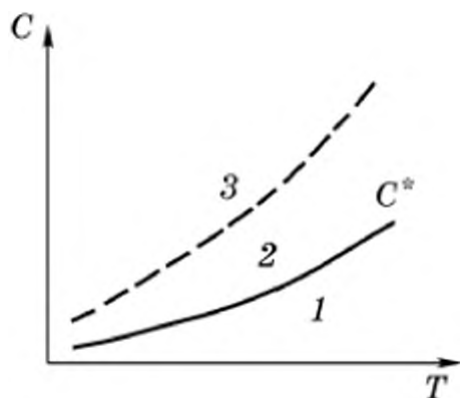


Рис. 8.10. Зависимость концентрации насыщения (растворимости) от температуры:

1 – область ненасыщенного раствора; 2 – метастабильная зона малых пересыщений; 3 – зона кристаллизации пересыщенного раствора

фазы могут и не образовываться в течение длительного времени (рис. 8.10, зона 2). Сохранение устойчивости растворов в пересыщенном состоянии зависит от тем-

пературы, от величины пересыщения и от некоторых физико-химических свойств веществ, образующих раствор. Механическое перемешивание пересыщенного раствора, как правило, снижает его устойчивость, т. е. способствует образованию кристаллических зародышей.

По мере увеличения пересыщения II (переход в зону 3, рис. 8.10) устойчивость метастабильного состояния раствора снижается и время до начала спонтанного (самопроизвольного) образования зародышей сокращается. Продолжительность индукционного периода зависит также от наличия примесей в растворе, от специально вносимых в раствор затравочных частиц иного или того же состава, что и растворенное вещество, и от некоторых других причин.

Теория образования центров кристаллизации базируется на гипотезе о том, что в пересыщенном растворе изначально существуют некие субмикроскопические зародыши, находящиеся в термодинамическом равновесии с раствором. Эти зародыши имеют статистическую, флуктуационную природу и могут не только самопроизвольно возникать в местах случайного скопления молекул растворенного вещества, но и распадаться вследствие теплового движения структурных частиц (молекул) раствора. Увеличение степени пересыщения раствора сверх метастабильного состояния ведет к возрастанию размеров таких квазикристалликов и к увеличению вероятности роста их размеров. Зародыши укрупняются, равновесие между ними и пересыщенным раствором нарушается, вследствие чего происходит кристаллизация растворенного вещества. По мере кристаллизации избыток растворенного вещества сверх его количества, соответствующего насыщенному состоянию раствора, выделяется в виде кристаллов.

Термодинамический анализ величины свободной энергии и работы образования поверхности раздела фаз между пересыщенным раствором и кристалликом позволяет установить, что чем меньше размер кристаллического зародыша, тем большее пересыщение требуется для сохранения его устойчивого метастабильного состояния в растворе.

Теоретические оценки показывают, что размеры образующихся зародышей оказываются весьма незначительными (порядка $2 \cdot 10^{-6}$ мм).

Эксперименты и имеющиеся теоретические оценки методами физической статистики показывают быстрое возрастание числа образующихся зародышей с ростом пересыщения: $I = k_1(C - C^*)^{m_1}$, шт/(м³ · с), где корреляционный показатель степени m_1 может изменяться более чем в четыре раза – от 2,0 до 8,3, а множитель k_1 изменяется в еще более широких пределах для различных систем растворенное вещество – растворитель.

Параллельно с образованием зародышей из гомогенного пересыщенного раствора в реальных процессах кристаллизации наблюдается возникновение зародышей будущих кристаллов вследствие истирания (измельчения) кристаллов при их столкновениях друг с другом, со стенками аппарата или с лопастями механической мешалки. Такой процесс называют вторичным, гетерогенным зародышеобразованием; он имеет не термодинамическую, а чисто механическую природу.

8.5.3. РОСТ КРИСТАЛЛОВ

Процесс кристаллизации, в результате которого растворенное вещество выделяется на поверхности растущих кристаллов, обычно происходит в два последовательных этапа: перенос кристаллизующегося вещества из основной массы раствора к поверхности кристаллизации и процесс собственно кристаллизации, т. е. включение молекул вещества в растущую кристаллическую решетку. Как и в большинстве массообменных процессов, итоговая скорость переноса целевого компонента здесь обратно пропорциональна сумме сопротивлений переносу массы от раствора к поверхности и собственно кристаллизации.

Скорость первого этапа записывается в форме обычного уравнения внешней массоотдачи:

$$\frac{dM}{d\tau} = \beta F(C - C_{ip}), \quad (8.33)$$

где M – масса растворенного вещества, переносимого к поверхности кристаллизации, кг; C и C_{ip} – концентрации кристаллизующегося вещества в основной массе раствора и у поверхности кристалла, кг/м³; β – коэффициент массоотдачи кристаллизующегося вещества от раствора к поверхности, зависящий от гидродинамической обстановки у поверхности кристалла и от величины коэффициента диффузии вещества поперек пограничного слоя, м/с; F – поверхность кристаллизации, м².

Скорость процесса собственно кристаллизации обычно пропорциональна величине пересыщения раствора у грани кристалла (рис. 8.11):

$$\frac{dM}{d\tau} = \beta_{кр} F(C_{гр} - C^*), \quad (8.34)$$

где $\beta_{кр}$ – коэффициент скорости кристаллизации, м/с; C^* – концентрация насыщения (растворимость), кг/м³.

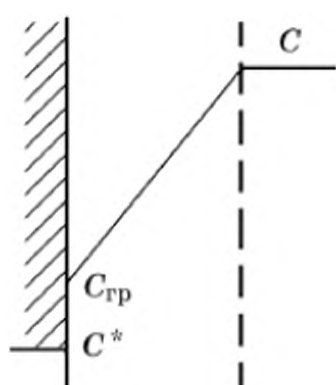
Совместное рассмотрение кинетических уравнений (8.33) и (8.34) позволяет исключить величину концентрации на поверхности кристаллизации:

$$\frac{dM}{d\tau} = \frac{1}{1/\beta + 1/\beta_{кр}} F(C - C^*). \quad (8.35)$$

Величина коэффициента $\beta_{кр}$ с трудом находится экспериментально, так как для этого необходимо уметь измерять величину $C_{гр}$, а это возможно лишь косвенными методами ввиду малого размера кристалликов. Однако оценки показывают, что в промышленной кристаллизации, как правило, основным кинетическим сопротивлением является сопротивление наружному переносу компонента поперек пограничного слоя у поверхности кристалла, а сопротивлением собственно кристаллизации ($1/\beta_{кр}$) можно пренебречь.

Скорость роста кристаллов, как и скорость образования зародышей I , зависит от большого количества факторов. Так, перемешивание раствора влияет на относительную скорость перемещения раствора и кристалла, увеличение которой снижает величину внешнего диффузионного сопротивления. Перемешивание суспензии эффективно в тех случаях, когда общая кинетика роста кристаллов определяется диффузионным подводом вещества к поверхности кристаллизации.

При интенсивном перемешивании суспензии получают менее крупные кристаллы, поскольку скорость образования зародышей I при перемешивании увеличивается быстрее, чем повышается скорость роста кристаллов, что в итоге и уменьшает их



конечные размеры. При перемешивании кристаллы истираются, что также уменьшает их размеры. При этом появляются дополнительные центры кристаллизации за счет вторичного механического зародышеобразования. Возможное дробление кристаллов при интенсивной

Рис. 8.11. Распределение концентрации кристаллизующегося вещества у поверхности кристалла

циркуляции суспензии изменяет гранулометрический состав конечного кристаллического продукта – уменьшает средний размер кристаллов.

8.5.4. МАССОВАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ

При массовой кристаллизации получается большое количество кристаллов, при этом твердая фаза содержит частицы различного размера. В отличие от условий зарождения и роста единичного кристалла, которые обычно сохраняются постоянными, массовая кристаллизация характеризуется двумя существенными обстоятельствами: внешние условия (в основном это пересыщение раствора) зарождения и роста кристаллов в непрерывных процессах могут быть неизменными во времени, но их значения сами являются функциями процесса. Так, величина пересыщения раствора устанавливается в зависимости от значений расхода и концентрации подаваемого раствора и от интенсивности зарождения и роста кристаллической фазы. Второй характерной особенностью процессов массовой кристаллизации является принципиально полидисперсный состав получаемого кристаллического продукта. Даже в периодическом процессе кристаллы в каждый момент будут иметь неодинаковые размеры, поскольку параллельно с увеличением размеров кристаллов из первоначально образовавшихся зародышей происходит непрерывное появление новых зародышей. Время кристаллизации на “молодых” зародышах меньше, чем на “старых”, поэтому размер кристаллов, выросших из “молодых” зародышей, будет меньше размера кристаллов, время роста которых равно или несколько меньше общей продолжительности процесса периодической кристаллизации.

Еще более полидисперсным получается состав кристаллической фазы в процессе кристаллизации при непрерывной подаче исходного раствора и непрерывной выгрузке, поскольку при этом к отмеченным ранее причинам добавляется еще и неравномерность пребывания отдельных кристалликов в зоне кристаллизации, связанная с перемешиванием суспензии в аппарате.

Столкновение зародышей критического размера при перемешивании суспензии в рабочем объеме кристаллизатора может приводить к коагуляции (слиянию) отдельных зародышей. Еще одной особенностью процессов массовой кристаллизации является вторичное образование мелких частиц – центров последующего роста кристаллов вследствие механического отделения малых частичек от более крупных кристаллов. Образование дополнительных центров кристаллизации увеличивает общую скорость выделения твердой фазы вещества из раствора и в некоторых слу-

чаях позволяет обойтись без подачи в раствор дополнительных центров кристаллизации извне (без так называемого рецикла). С другой стороны, большое количество мелких частиц в получаемом кристаллическом продукте увеличивает гидравлическое сопротивление последующему процессу фильтрования жидкости через слой полидисперсного кристаллического продукта (гл. 2).

Дисперсный состав выгружаемого из кристаллизатора продукта в значительной степени зависит от кинетики роста отдельных кристаллов, что иллюстрирует рис. 8.12, где изображены кривые плотности распределения кристаллов по их радиусам при постоянной во времени скорости роста индивидуальных кристаллов $r = r_n + \lambda t$, независимой от радиуса r кристалла (а) и при диффузионной кинетике роста всех кристаллов (б) при $Nu_D = \beta \cdot 2r/D = 2$, или при $\beta = D/r$, т. е. когда интенсивность подвода кристаллизующегося вещества к кристаллам обратно пропорциональна радиусу каждого кристалла. В обоих сравниваемых случаях предполагается, что размеры r_n образующихся зародышей, с которых стартует процесс роста каждого кристалла, одинаковы. Кривые на рис. 8.12 получены совместным решением уравнений распределения частиц по временам их пребывания в аппарате идеального (полного) перемешивания (1.120) и соответствующих уравнений роста кристаллов.

Относительно медленный рост кристаллов не всегда позволяет получить крупные кристаллы в аппарате с одним перемешиваемым рабочим объемом. В таких случаях используется последовательная многосекционная кристаллизация, при которой раствор, выходящий из предыдущего аппарата и содержащий некоторое количество мелких кристаллов, направляется в последующий аппарат (секцию), где рост кристаллов продолжается и одновременно происходит образование и рост новых зародышей. Условия кристаллизации в каждой секции обычно оказываются неодинаковыми, причем если некоторые рабочие параметры в секциях могут задаваться независимо (например, средние времена пребывания раствора или давление при вакуумной кристаллизации), то другие являются функциями самого процесса кристаллизации (пересыщение раствора и температура в каждой секции).

Масса кристаллов во второй секции и на выходе из нее состоит из частиц двух категорий, имеющих различное происхождение. Во-первых, это кристаллы, непрерывно образующиеся и увеличивающие свои размеры во второй секции. Во-вторых, это частицы, поступившие с некоторым распределением по размерам из первой секции, где они зародились, несколько увеличили свои размеры в условиях первой секции и теперь продолжают увеличиваться во второй секции при тех условиях, которые устанавливаются в этой второй секции.

Теоретический анализ процессов совместного образования и роста кристаллов в многосекционных аппаратах возможен только в наиболее

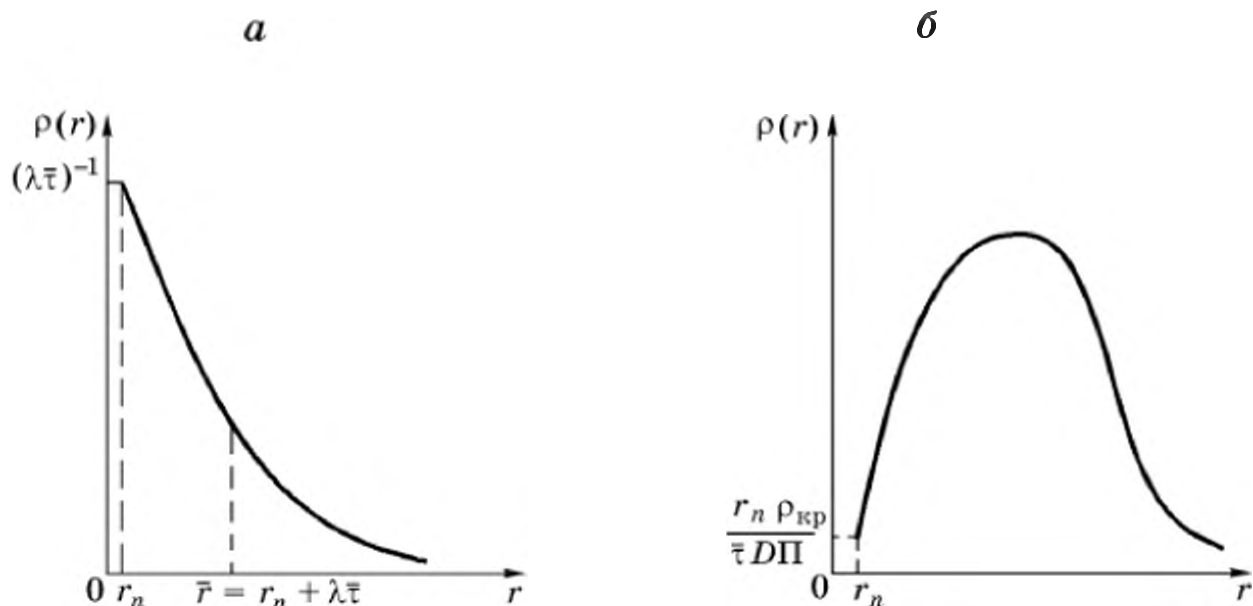


Рис. 8.12. Распределение кристаллов по размерам при постоянной скорости роста (а) и при диффузионной кинетике роста (б) индивидуальных кристаллов в аппарате полного смешения:

$\rho(r)$ – плотность распределения, шт/м; $\bar{\tau}$ – среднее время пребывания кристаллов в аппарате, с; $\rho_{кр}$ – плотность кристаллической фазы, кг/м³; D – коэффициент диффузии растворенного вещества в растворе, м²/с; Π – пересыщение раствора, кг/м³; $\lambda = dr/d\tau = \beta \Pi / \rho_{кр}$ – константа постоянной скорости роста кристаллов, м/с

простых случаях полного перемешивания суспензии, при простой кинетике роста кристаллов и т. п. Результаты анализа показывают, что секционирование аппаратов для непрерывной кристаллизации растворов позволяет получить несколько более однородное распределение кристаллов по их размерам, что предпочтительно, по крайней мере, с точки зрения последующего процесса фильтрования.

Более крупные кристаллы можно получить не только в многосекционных аппаратах, но и в односекционном кристаллизаторе, если на выходе из аппарата установить сепаратор, через который могут выходить только крупные кристаллы, в то время как мелкие частицы возвращаются обратно в зону кристаллизации.

8.5.5. РАЗДЕЛЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Процесс кристаллизации может использоваться не только для получения растворенного вещества в виде дисперсной кристаллической фазы, но и для разделения смесей веществ. Разделение методом кристаллизации основано на свойстве целевого компонента (в данном случае примеси, растворенной в веществе-растворителе) обогащать одну из фаз растворителя по отношению к другой его фазе. Чаще всего примесь концентрируется в кристаллической фазе вещества, тогда как в жидкой фазе растворителя концентрация этой примеси становится меньше.

Если необходимо очистить от какой-либо примеси исходный растворитель, то производится частичная кристаллизация растворителя. При этом в образовавшейся кристаллической фазе примеси оказывается больше, чем

в исходном растворителе. Закристаллизованная часть обогащенного примесью вещества выводится, а оставшаяся часть жидкого растворителя с уменьшенным содержанием примеси вновь частично кристаллизуется. При этом новая закристаллизованная часть вещества дополнительно обогащается, а оставшаяся жидкая фаза еще раз обедняется примесью.

Если технологическая задача подобного процесса заключается в концентрировании примеси, то после первоначальной частичной кристаллизации раствора для дальнейшего концентрирования отбирается закристаллизованная, обогащенная примесью часть исходного раствора. Затем эта часть вновь частично расплавляется, образуемая при этом жидкая фаза оказывается обедненной, а оставшаяся твердая часть, наоборот, еще раз обогащенной примесью, и т. д.

Описанный поэтапный процесс разделения во многом аналогичен процессу разделения некоторой жидкости и менее летучей примеси методом перегонки с частичной конденсацией образующихся паров. В отличие от перегонки, процессы разделения методом частичной кристаллизации требуют меньших затрат энергии, поскольку теплота плавления веществ обычно в несколько раз меньше теплоты испарения; кроме того, процессы кристаллизации происходят при более низких температурах, чем процессы перегонки.

Разделение смесей методом кристаллизации возможно для веществ не только в исходном состоянии жидкого раствора, но и в состоянии расплава. Исходный расплав частично кристаллизуется, и примесь в большей степени переходит в одну из фаз, которая вновь частично переводится в иное фазовое состояние с перераспределением примеси и т. д. Таким образом производится очистка твердых веществ от примесей с помощью так называемой *зонной плавки*.

Метод зонной плавки состоит в медленном перемещении относительно узкой зоны плавления по исходному веществу протяженной формы (рис. 8.13). Медленно движущийся (со скоростью 0,5–20 см/ч) источник локального электрического нагрева расплавляет узкую зону образца, при этом на появляющихся подвижных границах расплав – твердая фаза происходит перераспределение примеси. Если, например, примесь концентрируется в жидкой фазе, то зона повышенной концентрации перемещается вместе с расплавленным участком до конца образца. По образцу могут перемещаться одновременно несколько последовательных зон расплава. В итоге примесь концентрируется на одном конце образца, который затем механически отделяется. Методом зонной плавки получают вещества высокой степени чистоты.

Существуют еще несколько аналогичных методов разделения смесей или очистки веществ от примесей, основанных на процессах кри-

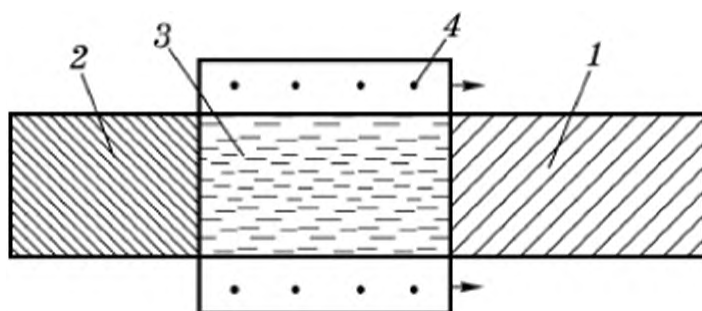


Рис. 8.13. Схема зонной плавки:

1 – исходный образец; 2 – зона кристаллизации расплава; 3 – подвижная зона расплава; 4 – подвижный нагреватель

сталлизации: последовательная перекристаллизация, противоточная многоступенчатая кристаллизация, направленная кристаллизация и другие, описание которых приводится в специальной литературе.

8.6. КОНСТРУКЦИИ КРИСТАЛЛИЗАТОРОВ

В технологической практике используются разнообразные конструкции для проведения процессов промышленной кристаллизации.

Эксплуатация кристаллизаторов практически любой конструкции осложняется образованием на внутренних поверхностях аппаратов твердого слоя кристаллизующего вещества. Образующиеся отложения (инкрустации) значительно увеличивают термическое сопротивление процессу теплопередачи между раствором и греющим агентом (при изогидрической кристаллизации – охлаждающим агентом).

Один из наиболее распространенных кристаллизаторов представляет собой *вращающийся* барабан с водяным или воздушным охлаждением раствора (рис. 8.14). Барабан длиной до 15 м и диаметром до 1,5 м имеет наклон к горизонту и медленно вращается. Высота слоя суспензии в барабане составляет 100–200 мм. Образованию инкрустаций на внутренней поверхности барабана препятствует металлическая цепь, которая свободно перекатывается по внутренней поверхности и сбивает отлагающееся твердое вещество.

В *башенных кристаллизаторах* высотой до 30 м и площадью до 400 м² горячий раствор распыливается сверху внутрь аппарата. Мелкие капли раствора быстро охлаждаются за счет самоиспарения из них растворителя и твердая фаза в них кристаллизуется. Кристаллический продукт выгружается из нижней части аппарата.

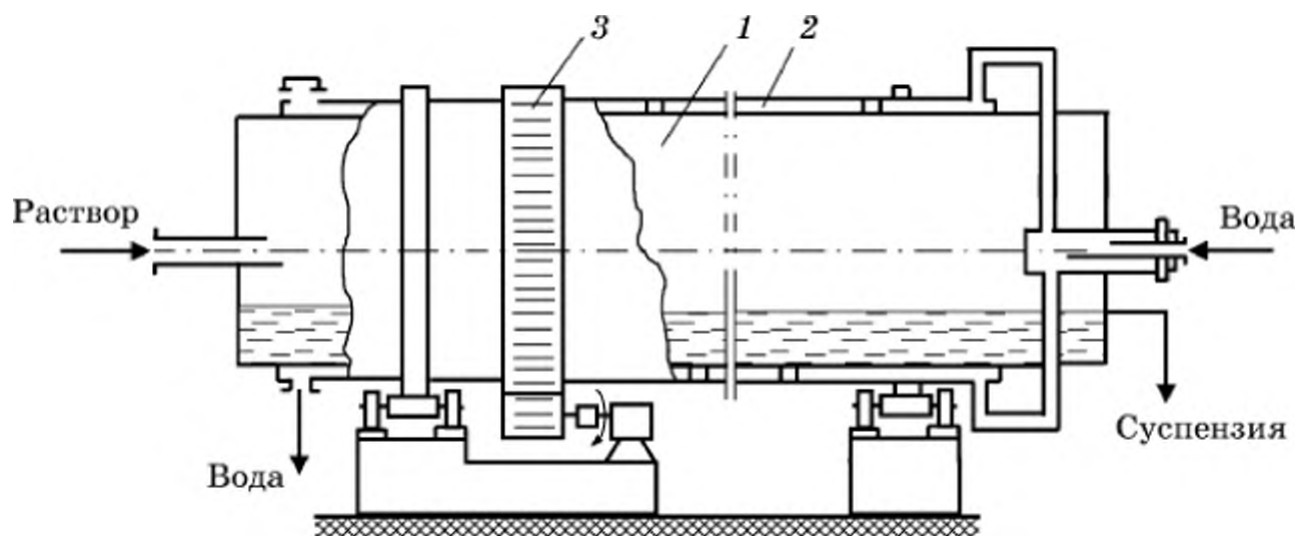


Рис. 8.14. Барабанный кристаллизатор с рубашкой водяного охлаждения:
1 – барабан; 2 – рубашка водяного охлаждения; 3 – зубчатое колесо

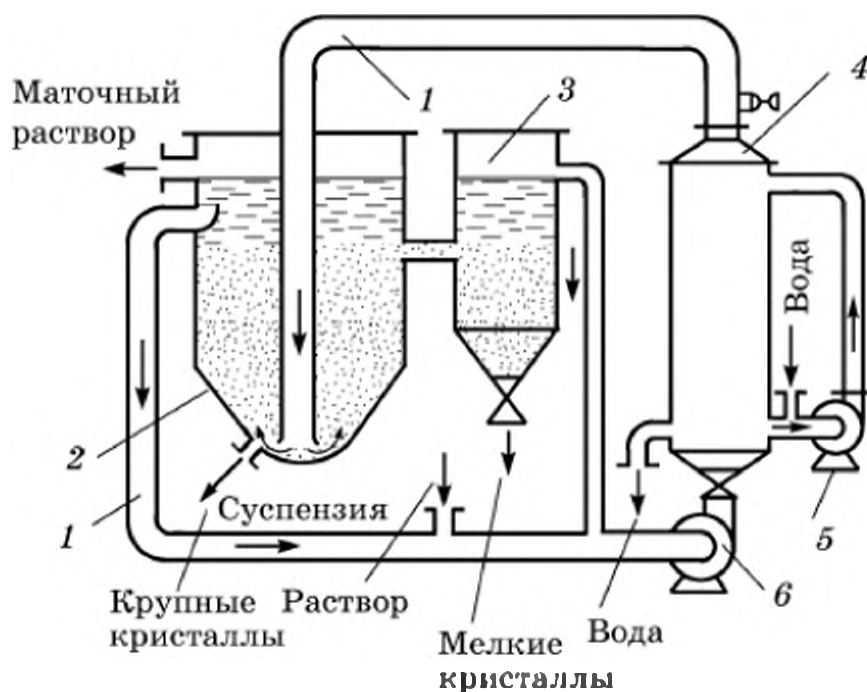


Рис. 8.15. Кристаллизатор с псевдоожиженным слоем и сепарационной выгрузкой кристаллов:

1 – циркуляционные трубы; 2 – корпус; 3 – отстойник мелких кристаллов; 4 – водяной холодильник; 5, 6 – циркуляционные насосы для охлаждающей воды и суспензии

Преимущество башенных кристаллизаторов – отсутствие внутренних теплообменных поверхностей, на которых образовывались бы инкрустации. Недостаток распылительных аппаратов – их большие объемы и малые размеры получаемых кристаллов.

В аппаратах с псевдоожиженным слоем кристаллов (рис. 8.15) и охлаждением раствора предусмотрено регулирование размеров выгружаемых кристаллов путем изменения скорости циркуляционного движения раствора. Крупные кристаллы, скорость осаждения (см. гл. 2) которых превышает скорость восходящего движения раствора в аппарате, осаждаются в нижнюю часть рабочего объема и выгружаются в качестве готового продукта. Мелкие кристаллы выносятся в циркуляционный контур и получают возможность

дальнейшего роста. За счет высокой кратности циркуляции раствора его общая масса не имеет значительной степени пересыщения, что обуславливает небольшую скорость образования зародышей, а это способствует получению сравнительно крупных (до 1,5–2 мм) кристаллов.

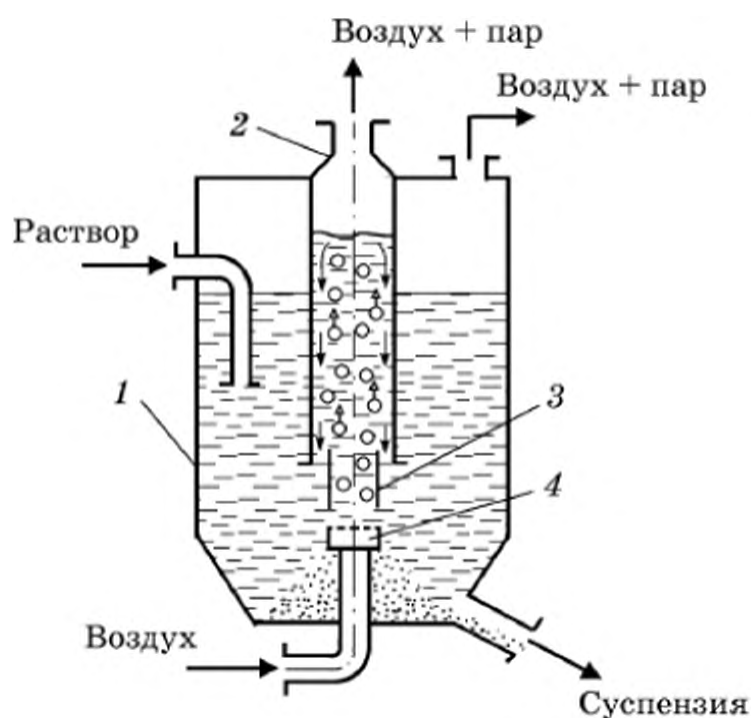


Рис. 8.16. Кристаллизатор барботажного типа:

1 – корпус; 2 – циркуляционная труба; 3 – направляющая труба; 4 – распределительный насадок

В *барботажных кристаллизаторах* (рис. 8.16) раствор охлаждается всплывающими воздушными пузырями. Холодный воздух подается в нижнюю часть циркуляционной трубы и осуществляет одновременное охлаждение и циркуляцию раствора. В таких аппаратах отсутствуют охлаждаемые поверхности, на которых возможно было бы отложение кристаллизуемого вещества.

В *вакуум-кристаллизаторах* пересыщение раствора создается его охлаждением за счет интенсивного самоиспарения части растворителя. Поскольку вскипание раствора происходит в его объеме, а не на стенке аппарата, то инкрустаций образуется значительно меньше, чем при подводе теплоты через стенку. Вакуум-кристаллизаторы эксплуатируются в крупнотоннажных непрерывных производствах. Основной недостаток такого способа кристаллизации – малые размеры получаемых кристаллов (0,1–0,2 мм).

Циркуляция раствора в аппарате может быть естественной или принудительной. Возможна классификация выгружаемых кристаллов. Пароэжекционные насосы используют для эвакуации воздуха, выделяющегося из раствора или проникающего в установку через возможные неплотности многочисленных соединений.

На рис. 8.17 представлена схема *многокорпусной вакуум-кристаллизационной установки*, в каждом корпусе которой поддер-

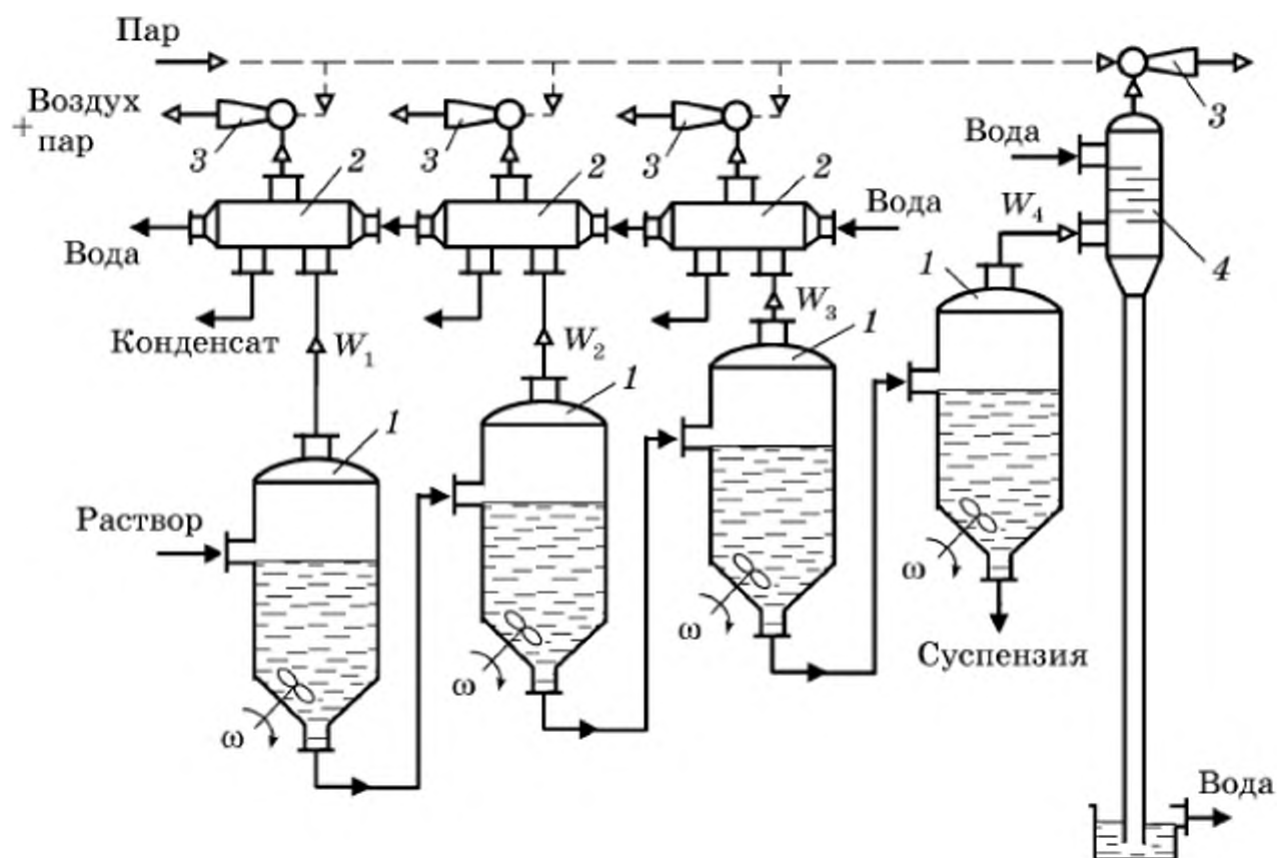
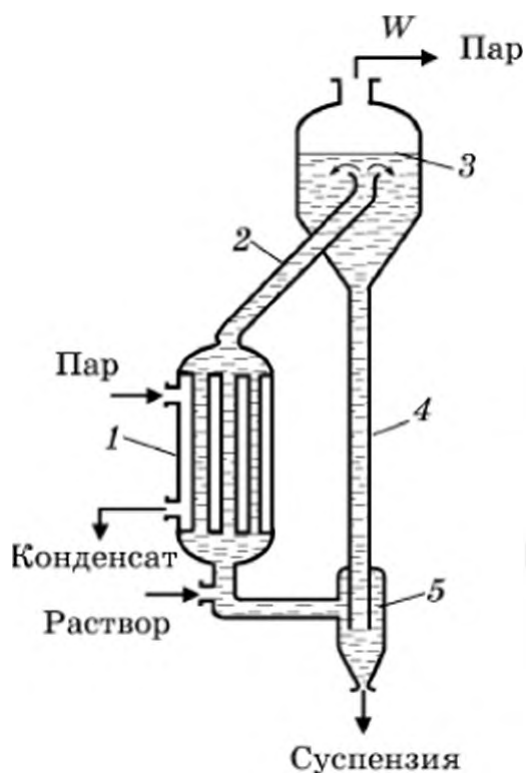


Рис. 8.17. Схема многокорпусной вакуум-кристаллизационной установки:
 1 – кристаллизационные аппараты; 2 – конденсаторы; 3 – пароструйные насосы;
 4 – барометрический конденсатор

живается различное давление, уменьшающееся в направлении движения раствора. В 1-м корпусе горячий исходный раствор охлаждается вследствие его частичного самоиспарения. Растворенное вещество частично кристаллизуется, раствор вместе с образовавшимися кристаллами самотеком поступает во 2-й корпус с меньшим давлением. Во 2-м аппарате раствор вновь охлаждается вследствие дополнительного самоиспарения и т. д. При переходе во 2-й и последующие корпуса кристаллизация происходит в основном за счет роста кристаллов, образовавшихся в 1-м корпусе. Это позволяет получать на выходе из установки довольно крупные кристаллы.

Изотермическая кристаллизация проводится в выпарных аппаратах (см. гл. 4), где интенсивность подвода теплоты снижена, чтобы уменьшить отложение веществ на внутренних поверхностях многочисленных труб. На рис. 8.18 показана одна из конструкций кристаллизатора с *естественной циркуляцией* суспензии (раствора) за счет разности плотностей парожидкостной смеси в греющей камере и жидкой фазы в циркуляционной трубе.

Наиболее простой конструкцией является *качающийся кристаллизатор*, представляющий собой длинное (до 25 м), механически покачивающееся корыто, в которое с одного конца непрерывно подается горячий раствор. За счет контакта с атмосферным воздухом и частичного самоиспарения раствор охлаждается, и в нем происходят зарождение и рост кристаллов. Получаются крупные кристаллы правильной формы. Однако производительность таких аппаратов невелика, конструкция металлоемкая, условия труда неблагоприятны вследствие испарения растворителя непосредственно в рабочее помещение.



Для кристаллизации солей с существенно уменьшающейся растворимостью при понижении температуры процесса используется изогидрический *вальцевый кристаллизатор* (рис. 8.19). Горизонтальный, медленно вращающийся барабан с внутренней водяной рубашкой охлаждения погружен в корыто с кристаллизующимся раствором. Подогрев раствора в корыте предотвращает преждевременную кристаллизацию внутри

Рис. 8.18. Аппарат для изотермической кристаллизации с естественной циркуляцией упариваемого раствора:

1 – нагревательная камера; 2, 4 – циркуляционные трубы; 3 – сепаратор пара; 5 – сборник кристаллов

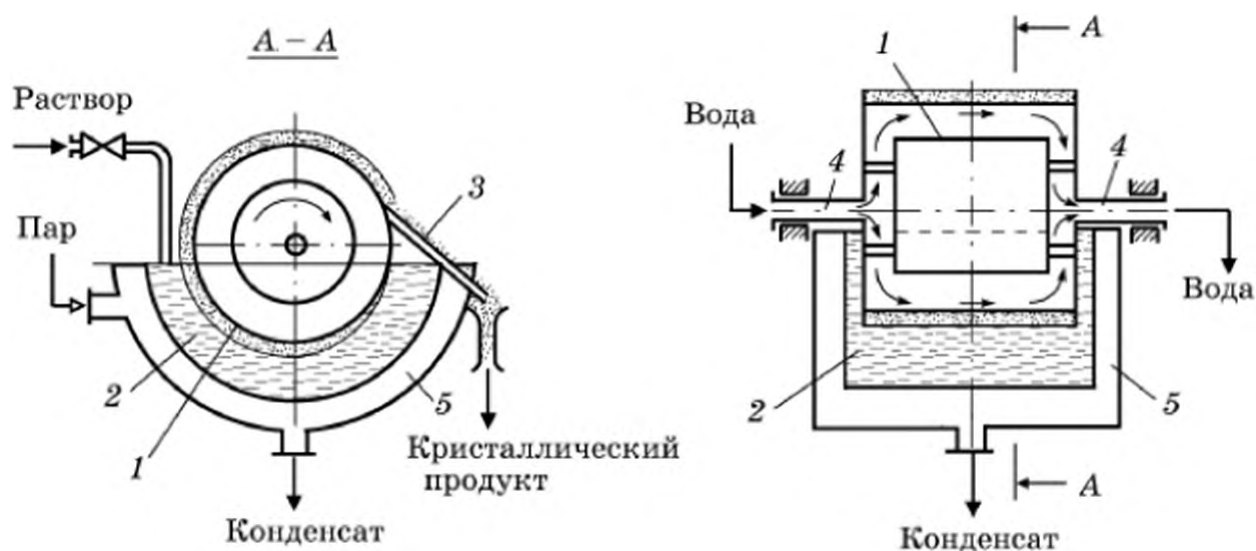


Рис. 8.19. Схема вальцевого кристаллизатора:

1 – барабан; 2 – корыто; 3 – нож для съема кристаллов; 4 – полые валы; 5 – паровая рубашка

корыта. За один оборот барабана на его поверхности образуется слой мелкокристаллического продукта, который снимается ножом.

Вопросы для самопроверки

1. Из каких составляющих складывается общее сопротивление процессу массопереноса при растворении?
2. От каких факторов может зависеть скорость растворения частицы?
3. Чем отличается процесс массового растворения от растворения одиночной частицы?
4. Как составляются уравнения материальных балансов процессов растворения монодисперсных материалов для периодических, прямо- и противоточных условий движения фаз?
5. Из каких соотношений состоит математическое описание периодического, прямо- и противоточного процессов массового растворения?
6. В чем преимущества анализа процессов массового растворения на основе экспериментальной кинетики растворения?
7. Опишите процесс послойного растворения растворимого включения в сферической пористой частице?
8. Поясните процесс экстрагирования растворенного целевого компонента из пористой сферической частицы.
9. Дайте сравнительную характеристику различных конструкций аппаратов для проведения периодической и непрерывной экстракции.
10. В каких случаях используются процессы изогидрической и изотермической кристаллизации?
11. Из каких слагаемых состоят уравнения материальных балансов процессов непрерывной кристаллизации?
12. Чем различаются уравнения теплового баланса непрерывных процессов изогидрической и изотермической кристаллизации?
13. Опишите процессы образования зародышей и роста кристаллов.
14. Каковы основные характеристики промышленных кристаллизаторов?

АДСОРБЦИЯ. ИОННЫЙ ОБМЕН

Адсорбцией называется процесс избирательного поглощения газов или паров из их смесей или поглощение примесей из жидкостей развитыми поверхностями пористых твердых материалов (*адсорбентов*). Поглощаемое вещество называют *адсорбтивом* или *целевым компонентом*. Адсорбтив, поглощенный пористым адсорбентом, часто называют *адсорбатом*.

Типичным адсорбционным процессом является поглощение из воздуха примеси того или иного отравляющего вещества пористым поглотителем (например, активированным углем) в защитном слое противогаса; при этом очищаемый воздух фильтруется через неподвижный слой частиц адсорбента.

Адсорбционные методы применяются в промышленности для очистки вентиляционных выбросов от примесей вредных веществ, для улавливания ценных компонентов, для глубокой очистки газов, а также для очистки воды от нежелательных примесей. Отличие адсорбционных методов улавливания примесей от других методов, например от абсорбции жидким поглотителем (см. гл. 5), – их относительно высокая эффективность в области малых концентраций примесей при значительных расходах перерабатываемых потоков.

Избирательное поглощение молекул вещества поверхностью твердого пористого адсорбента происходит вследствие воздействия на молекулы целевого компонента неуравновешенных поверхностных сил адсорбента. Различают *физическую адсорбцию*, вызываемую силами межмолекулярного взаимодействия, и *химическую* (хемосорбцию), при которой молекулы поглощаемого вещества и поверхностного слоя адсорбента вступают в химическую реакцию. В отличие от физической адсорбции при хемосорбции поглощенные молекулы целевого компонента не сохраняют на поверхности адсорбента своей индивидуальности.

В процессах адсорбции энтропия системы уменьшается и происходит выделение теплоты фазового перехода. При физической адсорбции количество выделяющейся теплоты лишь ненамного превышает теплоту конденсации паров адсорбтива; при хемосорбции оно соответствует удельной теплоте химической реакции поглощаемого вещества с веществом адсорбента и может значительно превышать теплоту физической адсорбции.

В отличие от практически необратимой хемосорбции процесс физической адсорбции обратим, что важно при промышленном

использовании этих процессов, поскольку после стадии собственно адсорбции обычно требуется проведение обратного процесса – *десорбции*. Это связано либо с необходимостью регенерации адсорбента с целью его последующего использования в процессе адсорбции, либо с желанием выделить адсорбтив в чистом виде. В промышленной практике почти всегда применяется обратимый процесс физической адсорбции.

9.1. АДСОРБЕНТЫ

Промышленные адсорбенты имеют очень развитую внутреннюю пористую структуру, что позволяет им поглощать значительные количества адсорбируемого компонента (до 0,3 кг компонента/кг адсорбента).

В зависимости от поперечных размеров (эквивалентных диаметров) различают поры трех типов: микропоры, переходные поры (мезопоры) и макропоры. Микропоры имеют диаметры $(5-15) \cdot 10^{-10}$ м, сравнимые с размерами молекул. Переходными считаются поры с эквивалентными диаметрами от $15 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-7}$ м. Макропоры с размерами более $2 \cdot 10^{-7}$ м играют роль крупных транспортных артерий, по которым поглощаемый компонент подводится к микропорам, на развитой поверхности которых адсорбируется основное количество вещества.

В процессе адсорбции может происходить объемное заполнение микропор (происходит соединение противоположных слоев адсорбированного вещества); затем может начинаться капиллярная конденсация адсорбтива в переходных порах. В крупных порах она обычно не происходит.

Используются три основные группы промышленных адсорбентов: активированные (активные) угли; силикагели и алюмогели; цеолиты.

Активированные угли получают нагреванием древесины, каменных и бурых углей, антрацита и некоторых других углеродсодержащих веществ в бескислородной среде. При этом из пористой структуры таких веществ испаряются летучие смолистые вещества, она становится свободной и способной адсорбировать тот или иной целевой компонент (происходит процесс активации исходного углеродсодержащего материала). Изготавливаются и используются активные угли в форме гранул размером 2–5 мм. Для проведения процессов адсорбции из жидкофазной среды активные угли обычно измельчаются до порошка с размерами частиц не менее 0,15 мм. Так называемые газовые угли имеют большие объемы микропор, умеренно развитую переходную пористость и применяются для улавливания примесей

из газовых потоков. Для рекуперационных углей, используемых для улавливания органических паров, чтобы не допустить их потери с отходящими газовыми потоками, существенное значение имеет скорость десорбции уловленного целевого компонента. Осветляющие угли предназначены для поглощения из жидких сред примесей, представляющих собой крупные молекулы, и потому должны обладать развитой системой переходных пор.

Силикагели получают термической обработкой гидратированного аморфного кремнезема и используют в виде частиц размерами 0,1–7 мм. Мелкопористые силикагели обладают высокой адсорбционной способностью по отношению к молекулам воды и более высокой по сравнению с активными углями механической прочностью. Промышленностью выпускаются мелко-, средне- и крупнопористые силикагели.

Другой тип неорганических адсорбентов, применяемых для осушки различных сред и для иных процессов избирательной адсорбции, – активный оксид алюминия и алюмогели, свойства и область промышленного использования которых близки к силикагелям.

Цеолиты, или так называемые *молекулярные сита*, представляют собой алюмосиликаты и отличаются регулярной пористой структурой. Ситовой эффект цеолитов связан с определенными размерами $((0,5-9) \cdot 10^{-10} \text{ м})$ окон, которые ведут внутрь адсорбирующих полостей кристалликов цеолитов. Из таких мелких кристалликов природных или синтетических цеолитов при помощи какого-либо связующего (или без связующего) формируются гранулы промышленных цеолитов размерами 2–4 мм. Цеолиты применяются для улавливания паров воды, а также для очистки и регенерации масел, повышения степени очистки и качества жидких топлив. Как и другие промышленные адсорбенты, цеолиты используются для очистки продуктов пищевой промышленности, сточных вод и газовых выбросов от нежелательных органических примесей.

9.2. АДСОРБЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

При анализе адсорбционных процессов важную роль играют равновесные соотношения, т. е. зависимости между концентрацией адсорбтива в адсорбенте (a^* , кг/м³) и его концентрацией в окружающей среде (C , кг/м³, или p , Н/м²) при установлении между ними концентрационного и температурного равновесия.

Теоретический анализ состояния равновесия между твердым адсорбентом и окружающей его средой обычно состоит в рас-

смотреии термодинамики поверхностных явлений на основе тех или иных гипотез относительно характера сил взаимодействия адсорбирующей поверхности с молекулами адсорбирующегося вещества. Экспериментальное изучение равновесия состоит в измерениях количества a^* , кг/м³ (или кг/кг), поглощенного адсорбентом компонента при различных концентрациях C , кг/м³, или при известных парциальных давлениях целевого компонента p , Н/м², в окружающей среде и при постоянном значении температуры T , одинаковой для среды и адсорбента. Для конкретной пары адсорбтив – адсорбент такой анализ приводит к так называемому *уравнению изотермы адсорбции*:

$$a^* = f(C, T). \quad (9.1)$$

Существенно, что концентрационное равновесие между количеством целевого компонента в окружающей среде и количеством этого компонента, поглощенным твердым пористым адсорбентом, отнюдь не означает численного равенства этих количеств. При этом различие в численных значениях a^* , кг/м³, и C , кг/м³, может достигать одного порядка и более. Так, например, при равновесии с воздухом комнатных параметров некоторые сорта силикагелей могут содержать 0,2 и более килограммов влаги в одном килограмме силикагеля, в то время как воздух комнатных параметров содержит в одном килограмме приблизительно 0,01 кг влаги. Таким образом, соотношения между значениями равновесных концентраций a^* и C могут быть самыми разнообразными и зависят от способности конкретного вещества удерживать целевой компонент силами поверхностного взаимодействия.

Экспериментальные данные и теоретический анализ поверхностных явлений показывают наличие изотерм адсорбции нескольких характерных видов, представленных на рис. 9.1, где по оси абсцисс откладывается либо парциальное давление p , Н/м², в окружающей среде, либо пропорциональная давлению величина объемной концентрации компонента C , кг/м³. Конкретная форма кривой изотермы адсорбции (монотонно-выпуклая, S-образная или другие) зависит от пористой структуры адсорбента и характера ее заполнения целевым компонентом в процессе адсорбции.

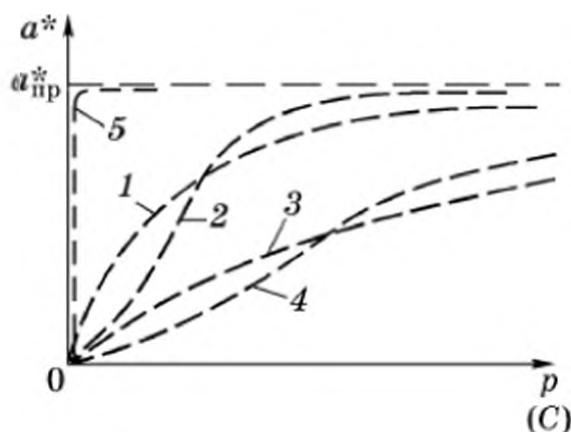


Рис. 9.1. Изотермы адсорбции:

1, 2 – при $T_{1,2}$; 3, 4 – при $T_{3,4} > T_{1,2}$; 5 – предельно выпуклая изотерма

Общие свойства изотерм адсорбции любого вида – начало кривых из точки с нулевыми координатами и стремление всех изотерм к горизонтальной асимптоте при больших значениях концентрации компонента в окружающей среде. Первое свойство соответствует тому очевидному факту, что в отсутствие целевого компонента в окружающей среде ($C = 0$, $p = 0$) при равновесии с такой свободной от компонента средой адсорбент не может содержать какого-либо количества компонента ($a^* = 0$). Второе общее свойство всех изотерм означает, что любой адсорбент, какой бы развитой ни была поверхность его пористой структуры, все же имеет конечное количество потенциально активных центров адсорбции, которые могут принять и удерживать молекулы адсорбирующегося вещества; поэтому даже при больших значениях C , кг/м³, равновесное содержание компонента в конкретном адсорбенте не может превышать некоторого предельного содержания $a_{\text{пр}}^*$, соответствующего заполнению всех вакантных активных центров молекулами адсорбируемого вещества.

Для практических расчетов процессов адсорбции обычно необходимы изотермы, соответствующие различным температурам. Опыты и термодинамический анализ показывают, что по мере увеличения температуры равновесное поглощение адсорбентами значительно уменьшается во всем интервале концентраций компонента в окружающей среде (см. рис. 9.1).

Наиболее простой теоретической моделью, описывающей равновесие между адсорбирующей поверхностью и окружающей средой, является модель *мономолекулярной адсорбции Ленгмюра*, в рамках которой на основе молекулярно-кинетической теории газов получено уравнение изотермы адсорбции (формулы изотерм адсорбции (9.2)–(9.4) здесь приводятся без вывода):

$$a^* = a_{\text{пр}}^* bp / (1 + bp). \quad (9.2)$$

Здесь $a_{\text{пр}}^*$ – предельное количество адсорбтива, которое может быть поглощено в виде мономолекулярного слоя при заполнении всех активных центров адсорбции на внутренней поверхности пор адсорбента; коэффициент b может быть выражен через молекулярные константы адсорбтива, температуру, удельную теплоту адсорбции и некоторые другие параметры системы; для практических расчетов численные значения $a_{\text{пр}}^*$ и b находятся экспериментально для каждой конкретной пары адсорбент – адсорбтив.

Дробно-линейное уравнение изотермы Ленгмюра (9.2) описывает выпуклую форму изотермы (кривые 1 и 3 на рис. 9.1).

Согласно теории *полимолекулярной адсорбции* (теория БЭТ), считается, что после адсорбции первого мономолекулярного слоя происходит адсорбция второго слоя молекул адсорбтива, затем третьего и т. д. Учитывается ослабление взаимодействия молекул последующих слоев адсорбтива с адсорбирующей поверхностью. Как и в теории Ленгмюра, по-

прежнему считается, что адсорбирующие молекулы взаимодействуют только с поверхностью адсорбента, но не друг с другом. Уравнение полимолекулярной адсорбции БЭТ имеет вид:

$$a^* = \frac{a_{\text{пр}}^* C_1 p / P_{\text{нас}}}{(1 - p / P_{\text{нас}})[1 - (C_1 - 1)p / P_{\text{нас}}]}, \quad (9.3)$$

где $C_1 = \exp[(q_1 - r_k)/(RT)]$; q_1 – теплота адсорбции первого монослоя молекул адсорбтива; r_k – молярная теплота конденсации паров адсорбтива; R – газовая постоянная; $P_{\text{нас}}$ – давление насыщения паров адсорбтива.

Изотерма БЭТ описывает кривую равновесия S-образной формы (кривые 2 и 4 на рис. 9.1), но не во всем диапазоне изменения относительного парциального давления $p/P_{\text{нас}}$, а, как показывает опытная проверка изотермы (9.3), до значения $p/P_{\text{нас}} \approx 0,35$.

Еще одна теория изотермической равновесной адсорбции основана на предположении об объемном характере заполнения микропористой структуры адсорбентов. Целевой компонент после его адсорбции считается подобным жидкой фазе, которая образуется при сжатии исходной паровой фазы адсорбтива под действием адсорбционных поверхностных сил. Результатом анализа, согласно теории объемного заполнения микропор, является уравнение изотермы адсорбции:

$$a^* = \frac{W_0}{v_*} \exp \left[-B \left(\frac{T}{\alpha} \right)^2 \ln^2 \frac{P_{\text{нас}}}{p} \right]. \quad (9.4)$$

Здесь W_0 – суммарный объем микропор адсорбента; v_* – молярный объем адсорбтива в состоянии жидкой фазы; B – структурная константа, характеризующая преобладающее значение объема микропор; α – так называемый коэффициент аффинности адсорбтива. Численные значения W_0 , v_* , B и α для конкретных адсорбентов и адсорбтивов получают экспериментально.

Кроме приведенных трех наиболее известных изотерм адсорбции существуют иные уравнения равновесия, описывающие различные частные случаи равновесия в процессах адсорбции. Однако, несмотря на значительное количество теоретических исследований равновесия, для практических расчетов адсорбционных процессов наиболее надежными данными по равновесию являются изотермы, получаемые на основе непосредственных экспериментальных измерений величин C (или p) и a^* .

9.3. КИНЕТИКА АДсорбЦИИ ЕДИНИЧНОЙ ГРАНУЛОЙ

Скорость переноса адсорбтива из основной массы потока-носителя к внутренним зонам пористой структуры частицы адсорбента зависит от суммарного сопротивления процессу переноса, складывающегося из сопротивления переносу от потока-носителя к наружной поверхности адсорбента, сопротивления

переносу от наружной поверхности в глубь гранулы по ее пористой структуре к внутренним зонам и, наконец, из сопротивления процессу собственно адсорбции, т. е. присоединению молекул адсорбтива к вакантным центрам внутренней адсорбирующей поверхности пор.

Сопротивление собственно адсорбции обычно оказывается пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлениями наружному и внутреннему переносу адсорбтива. Для частиц промышленных адсорбентов, имеющих размеры в несколько миллиметров, в большинстве случаев преобладающим является сопротивление внутреннему переносу адсорбтива по пористой структуре частицы.

Интенсивность выделения теплоты фазового перехода целевого компонента из газовой (паровой) фазы в адсорбционную в процессах промышленной адсорбции обычно невелика ввиду относительно малых количеств адсорбирующегося компонента при невысоких его концентрациях в перерабатываемых газовых потоках. Небольшое количество теплоты, выделяющееся по всему объему частиц адсорбента, сравнительно легко переносится за счет механизма теплопроводности из внутренних зон частицы к ее наружной поверхности и затем отводится от нее основным потоком-носителем. Поэтому при небольших диаметрах гранул адсорбента часто полагают, что распределение температуры по радиусу частицы равномерно, а значение этой температуры равно температуре потока – носителя, обтекающего наружную поверхность частицы адсорбента.

9.3.1. МАССОПЕРЕНОС В ПОРИСТЫХ АДСОРБЕНТАХ

Существуют несколько механизмов изотермического переноса целевого компонента внутри пористой структуры адсорбентов.

В достаточно крупных порах, поперечный размер которых значительно превышает длину свободного пробега молекул среды-носителя, при наличии разности концентраций на противоположных концах поры перенос адсорбтива происходит вследствие обычной молекулярной диффузии, описываемой законом Фика (уравнение (5.1)).

Если на концах макрокапилляра общее давление различно, это приводит к перемещению всей массы текучей среды-носителя вместе с содержащимся в ней целевым компонентом. Поскольку даже самые крупные капилляры промышленных адсорбентов имеют эквивалентные диаметры, не превышающие десятых долей миллиметра, то режим течения среды-носителя в таких ка-

пиллярах всегда ламинарный, а линейные скорости фильтрационного перемещения малы.

В тех случаях, когда адсорбция происходит не из газаносителя, а из среды, состоящей только из самого целевого компонента, оказывается необходимым учитывать иногда значительное изменение давления и плотности компонента вследствие его поглощения частицами адсорбента.

В тонких порах с эквивалентным диаметром меньше средней длины свободного пробега молекул среду, которая находится внутри пор, уже нельзя считать квазисплошной фазой, поскольку основная часть соударений молекул среды в процессе их теплового движения происходит не друг с другом, а со стенками пор. В таких случаях законы вязкого трения и диффузии, справедливые для сплошных сред, становятся неприменимыми и их следует заменить иными соотношениями, справедливыми для так называемого кнудсеновского течения (эффузии).

Значительное изменение общего давления вдоль одной и той же поры может приводить к изменению характера течения среды в продольном направлении. Так, если в начале такого капилляра имеет место вязкое течение, то по мере уменьшения давления в конце поры течение разреженной среды может переходить в эффузию.

Поскольку в тонких и даже среднего размера порах может происходить конденсация поглощаемого адсорбентом вещества, то газовая или паровая фаза имеет контакт с его жидкой фазой. При переменном диаметре пор кривизна жидких менисков оказывается различной, следовательно, различны будут и величины капиллярных давлений, действующих на жидкую фазу в разных концах капилляра. Этот эффект обеспечивает капиллярное всасывание жидкости из широких пор в узкие.

Теоретический анализ процессов массопереноса в капиллярно-пористых материалах не представляется возможным, и поэтому единственным реальным способом анализа здесь оказывается объединение всех возможных элементарных видов переноса целевого компонента в некоторый единый эффективный массоперенос. При этом существенно, что практически все элементарные виды переноса имеют *градиентный характер*, т. е. количество переносимого целевого компонента пропорционально градиенту его концентрации или давления. Все это дает основание описать сложную совокупность элементарных видов переноса массы *единым эквивалентным переносом* в форме диффузионного уравнения Фика (см. закон диффузии (5.1)):

$$\vec{j} = -D, \text{grad } C, \quad (9.5)$$

где D_3 – коэффициент эквивалентной диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$) целевого компонента под действием градиента его концентрации $\text{grad } C$, $(\text{кг}/\text{м}^3)/\text{м}$; \vec{j} – поток целевого компонента, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Существенно, что коэффициент эквивалентной диффузии D_3 зависит не только от физических свойств перемещающейся по порам среды, температуры и общего давления, как обычный коэффициент молекулярной диффузии компонента в газовой среде-носителе, но в значительно большей степени зависит также и от капиллярно-пористой структуры адсорбента, что следует из зависимости большинства элементарных видов переноса вещества от эквивалентного диаметра и длины капилляров.

В отличие от коэффициента молекулярной диффузии D_3 может изменять свое значение в процессе нестационарного массопереноса вследствие меняющегося соотношения между интенсивностями отдельных видов элементарных переносов массы при изменении локальных значений концентрации целевого компонента внутри капиллярно-пористой структуры конкретных адсорбентов.

Существует еще один специфический механизм переноса целевого компонента внутри пористых адсорбентов – диффузия адсорбированных молекул по внутренней поверхности макро- и мезопор. Причиной такого переноса является градиент массосодержания a компонента, а величина потока пропорциональна коэффициенту D_n поверхностной диффузии:

$$\vec{j}_n = -D_n \text{grad } a. \quad (9.6)$$

В теории внутреннего переноса адсорбтива в пористых адсорбентах предполагается наличие *локального равновесия* между концентрацией a адсорбтива в твердой фазе и его концентрацией C в газовой фазе, заполняющей поровое пространство в рассматриваемом элементарном объеме внутри частицы адсорбента.

Такое положение представляется естественным, поскольку сопротивление процессу собственно адсорбции молекул целевого компонента на активных центрах внутри пор пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлениями внешней и внутренней диффузии, а поперечные размеры даже самых крупных макропор не превышают десятых долей миллиметра. Запись предположения о внутреннем равновесии в виде уравнения изотермы адсорбции $a = f(C)$ не содержит индекса равновесия (*), поскольку здесь имеется в виду локальное равновесие между концентрациями компонента в газовой и твердой фазах при отсутствии общего равновесия в процессе переноса адсорбтива внутри части адсорбента. Функциональная зависимость f соответствует уравнению изотермы адсорбционного равновесия.

Переход в уравнении (9.6) к градиенту концентрации в газовой фазе на основе соотношения адсорбционного равновесия приводит к следующему выражению для потока компонента по внутренней поверхности пор:

$$\vec{j}_n = -D_n f'(C) \text{grad } C, \quad (9.7)$$

где производная изотермы адсорбции $f(C) = \partial a / \partial C$ зависит от вида изотерм для конкретной пары адсорбент – адсорбтив.

Суммирование потока целевого компонента по поверхности пор и потока, вызываемого эквивалентной диффузией в газовой фазе, заполняющей поры, дает выражение для общего потока адсорбтива в любой точке внутри пористого адсорбента:

$$\vec{j} = -D_s(1 + (D_{II}/D_s)f) \text{grad } C = -D_s \text{grad } C, \quad (9.8)$$

где эффективный коэффициент D_s , м²/с, диффузионного переноса адсорбтива интегрально учитывает все возможные механизмы градиентного переноса. Численные значения D_s для каждой пары адсорбент – адсорбтив находят экспериментально.

При анализе процессов адсорбции индивидуальной частицей существенно, что даже при общей стационарности адсорбционного процесса, происходящего в каком-либо аппарате, т. е. неизменных во времени концентрациях целевого компонента в газе-носителе и в потоке дисперсного адсорбента, внутри каждой частицы процесс эффективной диффузии компонента происходит сугубо нестационарно: в любой точке частицы концентрация адсорбтива как в газовой, так и в твердой фазах непрерывно меняется во времени.

Дифференциальное уравнение нестационарной диффузии (см. гл. 5) может быть получено подстановкой кинетического выражения для потока целевого компонента в закон сохранения массы этого компонента, записанное в данном случае для элементарного объема внутри пористой структуры адсорбента. Вновь полезно отметить, что элементарный объем должен рассматриваться достаточно малым, чтобы в его пределах искомую концентрацию адсорбтива в твердой или в газовой фазе внутри пор можно было считать неизменной по координате, а с другой стороны, этот же объемчик должен содержать представительное число пор всех размеров.

Нестационарный баланс по целевому компоненту в данном случае состоит в том, что скорость изменения концентрации компонента в газовой фазе в любом элементарном объеме пористого адсорбента равна разности между входящими и выходящими через поверхность этого объема диффузионными потоками адсорбтива с учетом его локального стока:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D_s \nabla^2 C - \frac{\partial a}{\partial \tau}. \quad (9.9)$$

В правой части этого уравнения второе слагаемое представляет собой сток целевого компонента из газовой фазы, заполняющей локальное поровое пространство, на стенку поры вследствие локального процесса адсорбции; первое слагаемое есть разность между входящими и выходящими диффузионными потоками (вывод уравнения (9.9) см. гл. 5).

Существование локального равновесия между величинами C и a внутри каждой поры дает возможность выразить величину a через C , согласно уравнению изотермы адсорбции $a = f(C)$, что позволяет объединить нестационарные слагаемые в уравнении (9.9):

$$\frac{\partial (C + f(C))}{\partial \tau} = D_s \nabla^2 C. \quad (9.10)$$

9.3.2. ЛИНЕЙНАЯ ИЗОТЕРМА АДсорбЦИИ

Поскольку виды изотерм адсорбции $a = f(C)$ могут быть различными, то и дифференциальное уравнение (9.10) в общем случае не может быть решено в замкнутой форме. Лишь при линейной изотерме, когда концентрации компонента в твердой и газовой фазах в любой внутренней точке адсорбента в любой момент времени связаны простой линейной зависимостью $a = \Gamma C$, а коэффициент D_s постоянен, дифференциальное уравнение (9.10) принимает упрощенный вид:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D_{эф} \nabla^2 C, \quad (9.11)$$

где $D_{эф} = D_s / (1 + \Gamma)$.

Уравнение в частных производных второго порядка (9.11) может быть решено аналитически для тел простых классических форм (безграничная плоская стенка, шар, бесконечный цилиндр, полубезграничный массив, тела составных форм).

Параболическое уравнение типа (9.11) может быть решено классическим методом разделения переменных Фурье, изложение основ которого приведено в гл. 3 на примере задачи о нестационарной теплопроводности тела плоской формы.

В качестве примера приведем решение задачи нестационарной диффузии внутри частицы шаровой формы радиусом R при граничном условии первого рода на наружной поверхности частицы ($C|_{r=R} = C_f$), центральной симметрии искомых нестационарных полей концентрации в центре шара ($\partial C / \partial r|_{r=0} = 0$) и при нулевом начальном содержании адсорбтива в зерне адсорбента ($C|_{\tau=0} = 0$):

$$\frac{C_f - \bar{C}(\tau)}{C_f} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{6}{\mu_i^2} \exp(-\mu_i^2 D_{эф} \tau / R^2). \quad (9.12)$$

Здесь C_f – концентрация целевого компонента на поверхности частицы; $\mu_i = 0, \pi, 2\pi, \dots$ – корни характеристического уравнения задачи $\sin \mu = 0$; $\bar{C}(\tau)$ – усредненная по объему шаровой частицы концентрация адсорбтива.

К сожалению, предположение о линейности изотермы адсорбции $a = \Gamma C$ соответствует реальной ситуации только при весьма малых концентрациях целевого компонента. Еще реже коэффициенты эффективного диффузионного переноса внутри пористых адсорбентов можно считать не зависящими от изменяющихся значений локальных концентраций адсорбтива.

Анализ кинетики адсорбции, когда необходимо учитывать зависимость коэффициента эффективной диффузии от локальной концентрации адсорбтива $D_{эф}(a)$ или, что то же, $D_{эф}(C)$, приводит к нелинейным дифференциальным уравнениям, которые, за исключением редких частных случаев, не имеют аналитических решений. Возможны только численные решения, проводимые обычно с помощью современной вычислительной техники. Недостатками численных методов, как известно, являются трудности обобщения цифровых результатов, получаемых для каждого конкретного процесса.

9.3.3. ВНЕШНИЙ И ОБЩИЙ МАССООБМЕН

Для мелких частиц адсорбента, обладающего к тому же крупнопористой внутренней структурой, не оказывающей значительного сопротивления внутреннему переносу целевого компонента, основным сопротивлением, определяющим итоговую скорость адсорбции, может оказаться наружное диффузионное сопротивление переносу компонента от газа-носителя к внешней поверхности частицы адсорбента.

Большинство промышленных адсорбционных процессов проводятся в *неподвижном слое* частиц адсорбента. При таком стесненном обтекании частиц для определения коэффициентов наружной массоотдачи могут быть использованы корреляционные соотношения, найденные на основе обобщения соответствующих экспериментальных данных:

$$\frac{Nu_D}{Pr_D^{0,33}} = \begin{cases} 0,515 Re_s^{0,85}; & Re_s < 2; \\ 0,725 Re_s^{0,47}; & 2 < Re_s < 30; \\ 0,395 Re_s^{0,64}; & Re_s > 30, \end{cases} \quad (9.13)$$

где $Nu_D = \beta d^2/D$; $Re_s = 4G_c/(\sigma\mu)$; β – коэффициент наружной массоотдачи, s^{-1} ; G_c – массовый секундный расход среды-носителя, отнесенный к 1 м^2 поперечного сечения аппарата, $кг/(м^2 \cdot с)$; σ – удельная наружная поверхность частиц адсорбента в единице объема неподвижного слоя, $м^2/м^3$; μ – динамическая вязкость среды-носителя, $Па \cdot с$; $Pr_D = \nu/D$ – диффузионный критерий Прандтля.

В условиях работы промышленной адсорбционной аппаратуры наружное и внутреннее диффузионные сопротивления могут оказаться сопоставимыми по величине. Внутреннее диффузионное сопротивление переносу компонента в пористых адсорбентах по мере заполнения частицы адсорбтивом обычно увеличивается. Следовательно, коэффициент эффективной диффузии внутри адсорбента непрерывно уменьшается. По этим причинам для расчета адсорбционной аппаратуры часто используются упрощенные выражения для описания скорости адсорбции.

В первом приближении полагают, что скорость адсорбции пропорциональна разности $[C - C^*(a)]$, где C – текущее значение концентрации компонента в газе-носителе, $C^*(a)$ – концентрация в газе, равновесная со средним содержанием (a) компонента в твердой фазе адсорбента:

$$\frac{da}{d\tau} = \beta_0 [C - C^*(a)]. \quad (9.14)$$

Здесь и далее a означает не локальную, а усредненную по объему частицы (частиц) концентрацию компонента в адсорбенте. Таким образом, затруднительная для вычисления величина

градиента концентрации на наружной поверхности частицы адсорбента считается пропорциональной так называемой *движущей силе процесса адсорбции* $[C - C^*(a)]$. Коэффициент пропорциональности β_0 в кинетическом соотношении (9.14) учитывает всю сложность влияния на скорость процесса адсорбции как внешних условий (прежде всего – скорости движения потока-носителя, его вязкости и размера частиц), так и процессов квазидиффузионного переноса адсорбтива внутри реальной пористой структуры частиц адсорбента.

Коэффициент β_0 по физическому смыслу представляет собой общую проводимость того пути, по которому целевой компонент переходит из основной массы потока-носителя в глубь частиц адсорбента. Общее сопротивление процессу массопереноса ($1/\beta_0$) представляется как сумма наружного ($1/\beta$) и внутреннего ($1/\beta_\tau$) сопротивлений:

$$1/\beta_0 = 1/\beta + 1/\beta_\tau, \quad (9.15)$$

где коэффициент внутреннего переноса в твердой пористой фазе β_τ формально определяет интенсивность переноса адсорбтива внутри частицы адсорбента.

Эксперименты показывают, что общий коэффициент массопереноса β_0 зависит от степени насыщенности $a/a^*(C_0)$ адсорбента, при этом значения β_0 по мере приближения относительной насыщенности адсорбента к единице могут уменьшаться в несколько раз.

В качестве иллюстрации приведем пример аппроксимационной зависимости для вычисления общего коэффициента массопереноса β_0 , полученной в результате обобщения опытных данных по скорости адсорбции паров бензола, метанола и этанола из потока воздуха гранулированными активными углями марок АГ-3, АГК-1 и КАУ в условиях псевдооживленного слоя:

$$\beta_{0,v} d^2/D = 155(M_{c,\tau} d/D)^{0.75} (C_{\text{нас}}/C_0)^{0.35} \alpha (BT)^{1.3} (d/H)^{1.25}, \quad (9.16)$$

где $\beta_{0,v}$ – коэффициент массопереноса, отнесенный к единице объема псевдооживленного слоя адсорбента; d – диаметр частиц адсорбента; $M_{c,\tau}$ – объемный расход дисперсного адсорбента через один квадратный метр поперечного сечения аппарата; $C_{\text{нас}}$ и C_0 – концентрация насыщения адсорбтива при постоянной температуре процесса (T , К) и его начальная концентрация в газе-носителе на входе в аппарат; α и B – коэффициент аффинности адсорбтива и структурная константа адсорбента в уравнении изотермы адсорбции (9.4); H – высота псевдооживленного слоя; d – диаметр частиц адсорбента.

Из соотношения (9.16) следует, что коэффициент массопереноса, определяющий скорость процесса адсорбции, может зависеть от многих параметров процесса и свойств пары адсорбент – адсорбтив.

9.4. ПЕРИОДИЧЕСКАЯ АДСОРБЦИЯ В НЕПОДВИЖНОМ СЛОЕ

Промышленные адсорбционные процессы чаще всего реализуются в неподвижном, движущемся или псевдоожигенном слое дисперсного адсорбента. Процесс в неподвижном слое является периодическим, а адсорбция в движущемся или в псевдоожигенном слое обычно проводится по непрерывной схеме. Основное преимущество проведения адсорбции в неподвижном слое состоит в том, что адсорбент в таких условиях имеет минимальное механическое истирание; в движущемся плотном слое истирание значительно больше и еще более возрастает в условиях псевдоожигенного слоя вследствие энергичного взаимодействия частиц адсорбента друг с другом и с внутренними поверхностями аппарата.

Для практики основная задача описания и расчета процесса адсорбции состоит в определении концентрации целевого компонента в потоке газа-носителя на выходе слоя адсорбента.

9.4.1. ВРЕМЯ ЗАЩИТНОГО ДЕЙСТВИЯ СЛОЯ

Наиболее радикальное упрощение относительно кинетики адсорбции каждым индивидуальным зерном адсорбента состоит в предположении об отсутствии как внешнего, так и внутреннего диффузионного сопротивлений переносу целевого компонента. Кроме того, изотерма адсорбции считается предельно выпуклой (5, рис. 9.1). Если такие предположения приближенно выполняются, то происходят четкое последовательное насыщение слоев частиц адсорбента и продвижение границы, разделяющей полностью насыщенную и еще чистую части неподвижного слоя, вдоль слоя адсорбента с некоторой постоянной скоростью (w_c) в направлении подачи газа-носителя (рис. 9.2, а).

Действительно, отсутствие кинетических сопротивлений приводит к тому, что первый по ходу газа (лобовой) слой частиц адсорбента будет мгновенно поглощать целевой компонент из потока, а при предельно выпуклой ступенчатой изотерме концентрация адсорбтива в адсорбенте может быть только одинаковой, не зависящей от концентрации в окружающей частицу газовой среде. Следовательно, лобовой слой частиц не пропустит целевой компонент, пока сам не насытится полностью до предельно возможной равновесной концентрации $a_{\text{нр}}^* = \text{const}$. Только после насыщения лобового слоя начинается поглощение адсорбтива вторым по ходу газа слоем, в котором также происходит полное поглощение адсорбтива из газового потока.

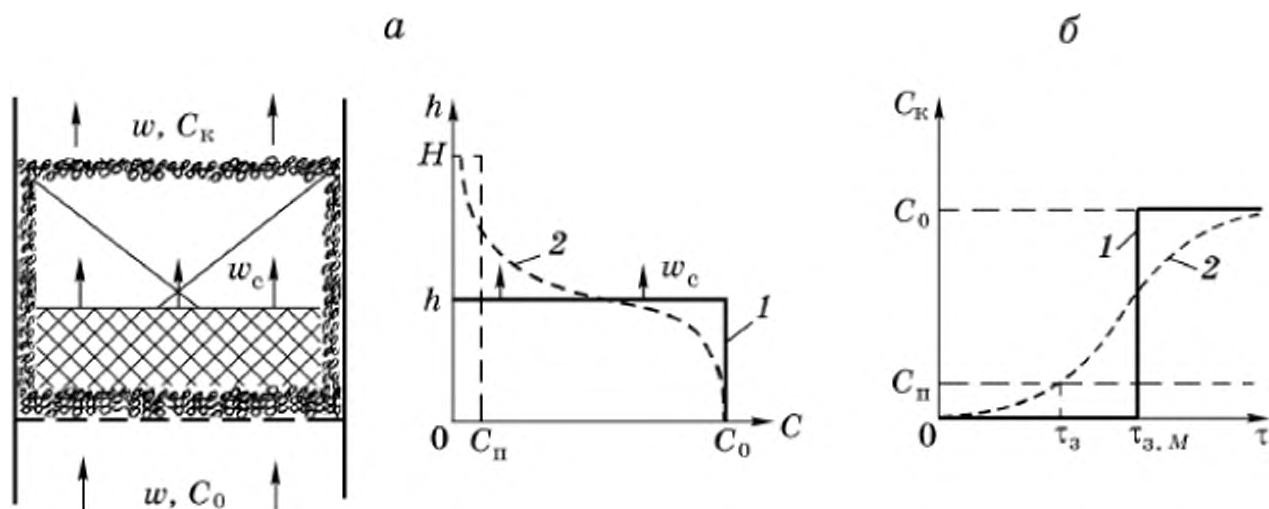


Рис. 9.2. Периодическая адсорбция в неподвижном слое адсорбента:

а – продвижение фронта адсорбции в слое по направлению движения газового потока и распределение концентрации компонента внутри слоя по его высоте; *б* – изменение концентрации компонента в газовом потоке на выходе из слоя; *1* – в отсутствие и *2* – при наличии кинетических сопротивлений массопереносу

Предположение об отсутствии суммарного диффузионного сопротивления процессу переноса компонента к наружной поверхности и далее в глубь частиц позволяет рассчитывать процесс адсорбции в неподвижном слое на основе одного только уравнения материального баланса, согласно которому количество компонента, поступившее в слой с потоком газа за время τ , равно количеству целевого компонента, полностью насыщающему нижнюю часть слоя до высоты h :

$$wC_0\tau = a_{\text{пр}}^*h. \quad (9.17)$$

Скорость продвижения фронта насыщения в этом случае постоянна: $v = dh/d\tau = wC_0/a_{\text{пр}}^*$, а время полного насыщения (отработки) всего первоначально чистого слоя адсорбента высотой H пропорционально адсорбционной емкости адсорбента и обратно пропорционально количеству подводимого с потоком газа-носителя адсорбтива:

$$\tau_{3, M} = a_{\text{пр}}^*H/(wC_0). \quad (9.18)$$

Графическая иллюстрация соотношений (9.17) и (9.18) представлена на рис. 9.2, б.

В рассматриваемом предельном случае так называемое *время защитного действия* слоя адсорбента τ_3 , т. е. время от начала процесса до момента появления за слоем некоторой задаваемой по тем или иным соображениям максимально допустимой концентрации (так называемой *проскоковой концентрации* C_n) адсорбтива в потоке газа оказывается максимальным ($\tau_{3, M}$). До этого момента концентрация компонента за слоем C_k была нулевая, а после момента $\tau_{3, M}$ ее значение скачком увеличивается до C_0 , т. е. до концентрации компонента на входе в слой (рис. 9.2, б).

Рассмотренный идеализированный предельный случай отсутствия суммарного диффузионного сопротивления и предельно выпуклой изотермы адсорбции, разумеется, в полной мере на практике не реализуется. Действительно, вследствие конечных величин наружного и внутреннего диффузионных сопротивлений поглощение адсорбтива первыми по ходу газа слоями адсорбента происходит не мгновенно, а с некоторой конечной скоростью, тем меньшей, чем больше суммарное сопротивление массопереносу. Поэтому некоторая часть адсорбтива, содержащегося в потоке газа-носителя, в первые же моменты от начала процесса адсорбции проскакивает в последующие (на рис. 9.2 – лежащие выше) слои частиц, где также происходит лишь частичное поглощение целевого компонента. Это приводит к тому, что фронт адсорбции перестает быть предельно четким (обрывным), целевой компонент адсорбируется теперь не на геометрической поверхности обрывного фронта (1), а по всей высоте слоя и концентрационная выходная кривая приобретает монотонную форму 2 (рис. 9.2, а, б). Нестационарные поля концентраций адсорбтива как в адсорбенте, так и в газе-носителе имеют аналогичный вид и качественно представлены на рис. 9.3.

Размытие фронта адсорбции и концентрационных кривых внутри неподвижного слоя вызывается не только наличием диффузионных сопротивлений, но и реальной формой изотермы адсорбции. Действительно, лобовой слой частиц без кинетических сопротивлений мгновенно поглотит некоторое количество компонента, но при реальной, не предельно выпуклой изотерме это будет не все подводимое с газом количество, а лишь его часть, соответствующая равновесному соотношению между концентрациями в адсорбенте и в газе; непоглощенный адсорбтив пройдет через первый слой частиц и будет адсорбироваться следующим слоем и т. д.

Еще одна причина, вызывающая размытие фронта адсорбции в неподвижном слое частиц, состоит в продольном перемешивании газа-носителя при его фильтрационном перемещении вдоль слоя зернистого адсорбента. Эффект такого частичного перемешивания вызывается неодинаковым значением локальных скоростей движения отдельных струек газа в различных по эквивалентным ди-

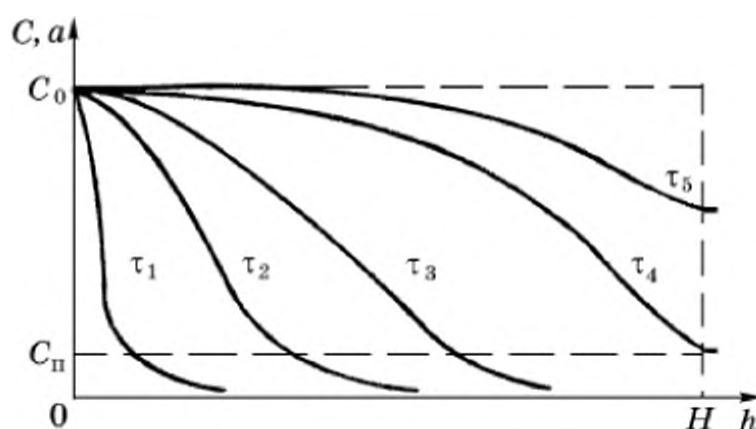


Рис. 9.3. Нестационарные поля концентрации адсорбтива в адсорбенте и в газе-носителе: $\tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_5$

аметрам каналов между зернами адсорбента. В более широких каналах газ, имея большую скорость, уходит несколько вперед по отношению к струйкам, скорость которых меньше в узких каналах с большим гидравлическим сопротивлением. Кроме того, каналы между зернами не параллельны направлению общего движения потока газа, а имеют локальные отклонения от вектора скорости w , что также способствует перемешиванию газаносителя как в продольном, так и в поперечном направлениях. Эффект продольного перемешивания способствует частичному выравниванию концентрации целевого компонента в потоке газаносителя по длине (высоте) слоя адсорбента; при этом поглощение адсорбтива происходит одновременно по всей высоте слоя, хотя и с существенно различной интенсивностью.

Таким образом, отмеченные три причины (конечная величина диффузионных сопротивлений, реальный вид изотермы адсорбции и продольное перемешивание в потоке газа) одновременно или любая из них отдельно приводят к отсутствию последовательной, послойной отработки неподвижного слоя адсорбента и к распространению процесса перехода компонента из газовой фазы в твердую на всю длину (высоту) слоя в любой момент. В реализуемых на практике адсорбционных процессах в той или иной мере присутствуют все три рассмотренных эффекта.

Существенно, что реальное время τ_z защитного действия слоя вследствие размытия фронта адсорбции уменьшается по сравнению с максимальным значением времени $\tau_{z,м}$ защитного действия, которое соответствовало идеальному случаю отсутствия продольного перемешивания, что наглядно следует из рис. 9.2, б (кривая 1). В практических расчетах это обстоятельство учитывается введением в правую часть уравнения (9.18) величины так называемой *потери времени защитного действия* слоя τ_0 :

$$\tau_z = a_{np}^* H / (w C_0) - \tau_0. \quad (9.19)$$

Численное значение τ_0 возрастает с увеличением суммарного диффузионного сопротивления процессу переноса, степени отклонения изотермы адсорбции от предельной ступенчатой формы, а также по мере увеличения интенсивности продольного перемешивания в потоке газаносителя, фильтрующегося через неподвижный слой адсорбента.

Кинетическое соотношение (9.19) (уравнение Шилова) может быть представлено в несколько ином виде:

$$\tau_z = \frac{a_{np}^*}{w C_0} (H - h_m), \quad (9.20)$$

где $h_m = w C_0 \tau_0 / a_{np}^*$ – минимальная высота неподвижного слоя адсорбента, за которой значение проскоковой концентрации C_n

компонента в газе появляется практически в первый же момент начала процесса адсорбции, т. е. слой высотой h_m не способен защищать (по аналогии с работой противогаса) от появления за ним концентрации C_n в течение хоть какого-то конечного времени. Разумеется, на практике высота H реального слоя адсорбента должна превышать высоту h_m .

Численные значения потери времени защитного действия τ_0 для конкретных условий процесса периодической адсорбции неподвижным слоем обычно находят экспериментально; значение минимально возможной высоты слоя адсорбента h_m вычисляют затем по величине τ_0 и по известным параметрам w и C_0 процесса и по значению предельной адсорбционной емкости адсорбента $a_{пр}^*$.

Важно отметить, что помимо трех названных факторов на увеличение численного значения потери времени защитного действия τ_0 слоя адсорбента существенное влияние оказывает задаваемая величина проскоковой концентрации целевого компонента C_n , что следует из рис. 9.2, б. Само значение C_n может задаваться для каждого конкретного процесса поглощения целевого компонента из газового потока, исходя из различных соображений. Так, при адсорбции отравляющих примесей в противогазе численное значение проскоковой концентрации устанавливают как максимально возможную концентрацию поражающей примеси, которая считается относительно безвредной для человека. Если адсорбируется примесь, вредная для окружающей среды, то C_n – это предельно допустимая для данной примеси концентрация, устанавливаемая санитарными нормами. Если адсорбционному улавливанию подвергается примесь ценных паров или газов, которую не следует терять по экономическим соображениям, то значение C_n должно определяться предварительным технико-экономическим анализом. В такой весьма непростой анализ должен входить и сопоставление стоимости улавливаемого пара (газа) и приведенных затрат (на оборудование и энергозатраты) на процессы адсорбции и последующей десорбции.

9.4.2. ДИНАМИКА АДсорбЦИИ В НЕПОДВИЖНОМ СЛОЕ

Описание процесса адсорбции в неподвижном слое базируется на уравнениях балансов массы целевого компонента и теплоты для бесконечно малого элемента dh (высоты) слоя, мысленно выделяемого на произвольном расстоянии h от входа в слой потока-носителя. Дифференциальное уравнение материального баланса записывается в виде

$$\frac{\partial(a + \varepsilon C)}{\partial \tau} + w \frac{\partial C}{\partial h} = D_s \frac{\partial^2 C}{\partial h^2}, \quad (9.21)$$

где ε – порозность неподвижного слоя адсорбента; w – скорость газа-носителя, отнесенная к свободному от адсорбента сечению аппарата, м/с; D_* – коэффициент эффективного квазидиффузионного перемешивания газа в зазорах между частицами, м²/с; a и C – объемные концентрации компонента в твердой и газовой фазах, кг/м³.

Вывод дифференциального уравнения (9.21) аналогичен выводу уравнения (5.13) конвективно-диффузионного переноса вещества.

В уравнении (9.21) принимается, что продольное перемешивание в потоке газа-носителя, вызываемое турбулентностью газового потока, неравномерностью укладки частиц адсорбента в слое, неодинаковой скоростью газа у поверхности частиц и на некотором отдалении от нее, наличием застойных зон и теми причинами, которые были отмечены в разд. 9.4.1, может быть описано некоторой эквивалентной продольной диффузией с постоянным по длине слоя коэффициентом D_* . Значение D_* зависит от скорости газа, от его физических свойств, характера укладки частиц внутри слоя и определяется экспериментально.

По физическому смыслу уравнение нестационарного материального баланса (9.21) означает, что скорость изменения суммарной массы целевого компонента, адсорбированной твердой фазой и содержащейся в зазорах между частицами (первое слагаемое левой части), равна разности между входящим и выходящим количествами компонента за счет его конвективного переноса с газовой фазой (второе слагаемое левой части) и разности между аналогичными количествами компонента за счет механизма продольной квазидиффузии в газовой фазе (правая часть уравнения (9.21)).

Толщина dh элементарного слоя, для которого справедливо уравнение (9.21), должна быть достаточной, чтобы в таком слое содержалось представительное количество частиц адсорбента. С другой стороны, эта толщина должна быть и достаточно малой, чтобы к ней можно было применять понятие дифференциального анализа. Концентрации a и C в рассматриваемом процессе не могут быть равновесными, как это принимается в процессе переноса внутри пористой частицы адсорбента.

Тепловой эффект процесса адсорбции иногда может приводить к появлению внутри слоя градиентов температуры, и тогда различие температур частиц адсорбента и газа-носителя может оказать заметное влияние на процесс адсорбции, в частности, через влияние температуры на равновесное соотношение между концентрациями компонента в твердой и газовой фазах.

Нестационарный тепловой баланс элементарного слоя адсорбента записывается в виде дифференциального уравнения

$$\frac{\partial(\rho_n c_\tau T + \varepsilon \rho c t)}{\partial \tau} + w \rho c \frac{\partial t}{\partial h} = \lambda_* \frac{\partial^2 t}{\partial h^2} + r_a \frac{\partial a}{\partial \tau}, \quad (9.22)$$

где ρ_n , c_τ и T – насыпная плотность, кг/м³, теплоемкость, Дж/(кг · К), и температура адсорбента, К (°С); ρ , c , t и w – плотность, кг/м³, теплоемкость, Дж/(кг · К), температура, °С (К), и скорость газа на полное сечение слоя, м/с; λ_* – эквивалентная продольная теплопроводность газовой фазы, Вт/(м · К); r_a – удельная теплота адсорбции, Дж/кг.

В уравнении (9.22) первое слагаемое левой части соответствует скорости изменения суммарной теплоты твердой и газовой фаз, а второе слагаемое – скорости поступления теплоты за счет ее конвективного переноса потоком газа-носителя. Первый член правой части – это поступление теплоты в рассматриваемый слой вследствие эквивалентной продольной теплопроводности газовой фазы с коэффициентом теплопроводности λ_* ; механизм такой теплопроводности является следствием тех же эффектов, что и перенос компонента эквивалентной продольной диффузией. Последнее слагаемое правой части уравнения (9.22) учитывает источник теплоты, обусловленный скоростью локальной адсорбции $\partial a / \partial \tau$ и удельной теплотой r_a процесса адсорбции.

Уравнение нестационарного теплового баланса для одной только твердой фазы частиц адсорбента записывается в виде

$$\rho_n c_\tau \frac{\partial T}{\partial \tau} = r_a \frac{\partial a}{\partial \tau} - \alpha \sigma_{уд} (T - t), \quad (9.23)$$

где $\sigma_{уд}$ – удельная наружная поверхность частиц адсорбента в неподвижном слое, $\text{м}^2/\text{м}^3$; α – коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности частиц к потоку газа-носителя, фильтрующемуся в зазорах между частицами, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Согласно уравнению (9.23) скорость изменения теплосодержания частиц в элементарном слое толщиной (высотой) dh равна скорости тепловыделения за счет процесса адсорбции (первое слагаемое правой части) и скорости теплоотдачи от поверхности частиц к потоку газа. В уравнениях (9.22) и (9.23) принято, что термическим сопротивлением переносу теплоты внутри частиц можно пренебречь, поэтому T – это температура частиц, одинаковая по внутреннему радиусу частиц адсорбента.

Скорость адсорбции в элементарном слое записывается в виде кинетического уравнения массоотдачи:

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} = \beta'_0 [a^*(C) - a]. \quad (9.24)$$

Уравнение (9.24) аналогично уравнению (9.14), но движущая сила процесса массопереноса здесь выражена через разность концентраций целевого компонента в адсорбенте: равновесной с действительной концентрацией компонента в газе-носителе $a^*(C)$ и действительной, усредненной по радиусу частиц концентрацией компонента в адсорбенте a . Общий коэффициент массопереноса β'_0 от газа к внутренним зонам частиц считается известным из соответствующих экспериментальных данных.

Замыкает систему уравнений (9.21)–(9.24) уравнение изотермы адсорбции явного вида:

$$a^* = f(C, T). \quad (9.25)$$

Система пяти независимых уравнений (9.21)–(9.25) позволяет, в принципе, определять пять искомых величин в виде функции двух (h и τ) независимых переменных: $a(h, \tau)$, $C(h, \tau)$, $T(h, \tau)$, $t(h, \tau)$ и $a^*(h, \tau)$.

Для решения системы (9.21)–(9.25) требуется сформулировать условия однозначности, число которых соответствует высшему порядку дифференциальных уравнений по каждой из переменных. В наиболее простом случае перед началом процесса адсорбции частицы адсорбента и газ в

зазорах между частицами не содержат целевого компонента: $a|_{\tau=0} = C|_{\tau=0} = 0$, а температура всей системы равномерна и одинакова по всему слою: $T|_{\tau=0} = t|_{\tau=0} = t_0$. Граничные условия на входе в неподвижный слой соответствуют известным и постоянным во времени значениям концентрации и температуры газа на входе в слой: $C|_{h=0} = C_0$; $t|_{h=0} = t_0$ и $\left. \frac{\partial a}{\partial \tau} \right|_{h=0} = \beta'_0 [a^*(C_0) - a|_{h=0}]$ — уравнению адсорбции частицами лобового слоя, которые контактируют с газовым потоком постоянной начальной концентрации C_0 .

Аналогично для кинетики нагревания частиц первого слоя:

$$\rho_n c_T \left. \frac{\partial T}{\partial \tau} \right|_{h=0} = \alpha \sigma_{уд} (T|_{h=0} - t_0) + r_a \left. \frac{\partial a}{\partial \tau} \right|_{h=0}.$$

Балансовое уравнение по целевому компоненту в газе для начального сечения слоя:

$$wC_0 = wC|_{h=0} - D_* \left. \frac{\partial C}{\partial h} \right|_{h=0}.$$

Балансовое уравнение для теплоты газового потока в начальном сечении слоя:

$$w c_p t_0 = w c_p t|_{h=0} - \lambda_* \left. \frac{\partial t}{\partial h} \right|_{h=0}.$$

Последние два соотношения означают, что подводимая с потоком газа масса целевого компонента (или теплота) равна массе (теплоте), отводимой от начального сечения ($h = 0$) конвекцией с потоком газа и эффективной продольной диффузией (теплопроводностью).

На выходе из слоя адсорбента ($h = H$) граничные условия чаще всего записываются в виде равенства нулю производных концентрации компонента $\left. \partial C / \partial h \right|_{h=H} = 0$ и температуры в потоке газа-носителя $\left. \partial t / \partial h \right|_{h=H} = 0$. Эти два условия являются приближенными и соответствуют реальным процессам периодической адсорбции в неподвижном слое тем в большей степени, чем протяженнее слой и чем меньше значения концентрации компонента и температуры газового потока на выходе из слоя.

Решение четырех дифференциальных уравнений (9.21)–(9.24) и одного алгебраического уравнения (9.25)

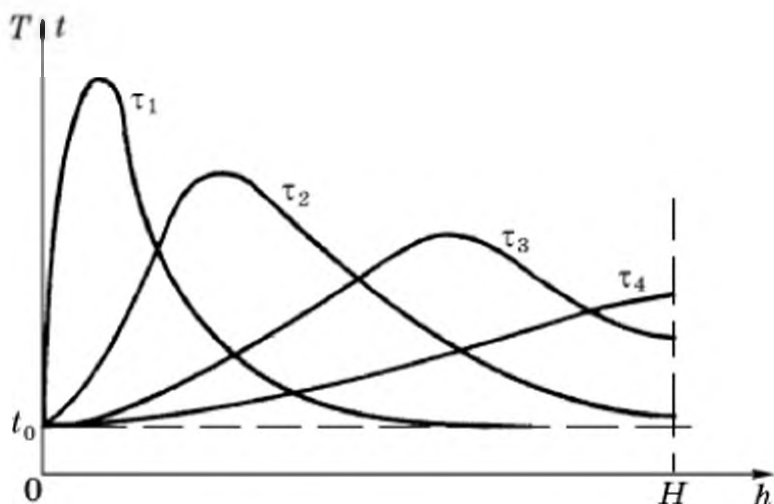


Рис. 9.4. Нестационарные распределения температур адсорбента (и газа) при периодической адсорбции в неподвижном слое: $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$

с приведенными условиями однозначности теоретическими методами представляет весьма значительные трудности, причем наибольшие сложности связаны с наличием в дифференциальных уравнениях (9.21) и (9.22) вторых производных концентрации и температуры по координате h внутри слоя.

Для проведения анализа периодических процессов в неподвижном слое используются численные методы решения системы уравнений математического описания, как правило, без учета эффектов продольного переноса массы и теплоты в основных дифференциальных уравнениях и в граничных условиях.

На основе численных расчетов получают нестационарные профили концентраций целевого компонента в газовом потоке вдоль длины (высоты) слоя, показанные на рис. 9.3. Нестационарные распределения концентрации компонента в адсорбенте $a(h, \tau)$ имеют такой же характер, что и профили $C(h, \tau)$. Распределение температур адсорбента и газовой фазы качественно показаны на рис. 9.4, где максимумы на температурных кривых соответствуют положениям зон наиболее интенсивной адсорбции; эти зоны непрерывно перемещаются вдоль слоя.

9.4.3. РАВНОВЕСНАЯ АДсорбция

Численные расчеты на базе системы уравнений (9.21)–(9.25) показывают, что при малых значениях начальной концентрации адсорбтива в газовом потоке C_0 и при небольших величинах удельной теплоты адсорбции r_a , а также при больших величинах расходной теплоемкости газового потока $c_p w$, Дж/(м² · с) тепловыделение вследствие адсорбции оказывается пренебрежимо малым и процесс можно считать происходящим практически при неизменной температуре, равной температуре t_0 исходного потока-носителя. Если в условиях, обеспечивающих изотермичность процесса, дополнительно предположить отсутствие суммарного сопротивления массопереносу ($1/\beta_0 \rightarrow 0$) и эффекта продольного перемешивания ($D_s = \lambda_s = 0$), то система уравнений (9.21)–(9.25) упрощается до двух уравнений так называемой равновесной адсорбции в неподвижном слое адсорбента:

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + \varepsilon \frac{\partial C}{\partial \tau} + w \frac{\partial C}{\partial h} = 0, \quad (9.26)$$

$$a = f(c).$$

Согласно второму уравнению (9.26) в каждой точке неподвижного слоя существует равновесное соотношение между концентрациями целевого компонента в частицах адсорбента и в потоке фильтрующегося через слой газа-носителя (индекс $*$ при анализе равновесной адсорбции обычно опускается, несмотря на то, что функция f означает равновесную связь между концентрациями в адсорбенте и в газе).

Теоретический анализ системы двух уравнений (9.26) показывает, что в частном случае линейной изотермы адсорбции ($a = \Gamma C$) вдоль по слою адсорбента параллельно самому себе перемещается концентрационный фронт (рис. 9.5, a) с постоянной скоростью $w_c = w/(1 + \Gamma)$.

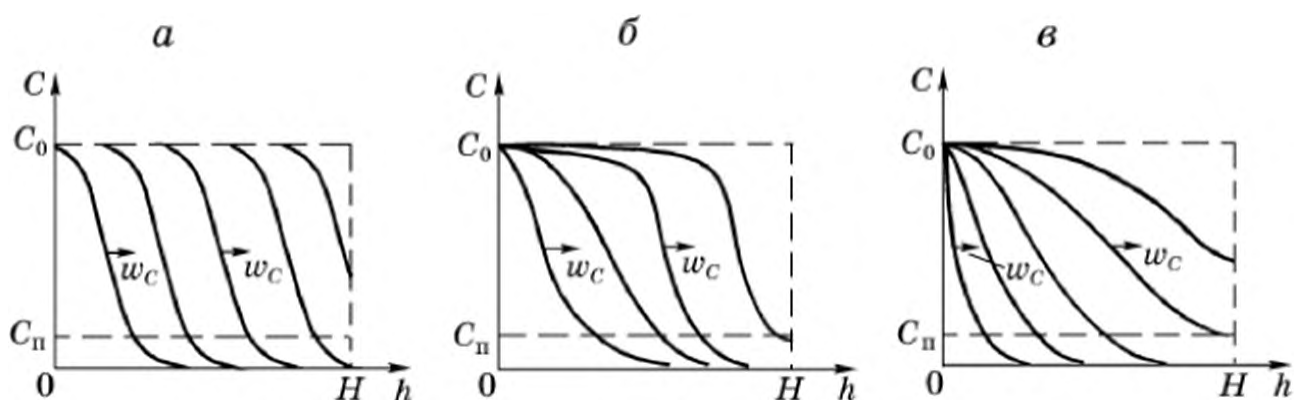


Рис. 9.5. Продвижение фронта адсорбции в неподвижном слое адсорбента:

а – режим параллельного переноса концентрационных полей; *б* – сжимающийся фронт адсорбции; *в* – расширяющийся фронт адсорбции

Режим параллельного переноса концентрационного профиля является физическим обоснованием экспериментального уравнения Шилова (9.19) для времени защитного действия слоя адсорбента.

При выпуклой изотерме адсорбции концентрационный фронт, перемещаясь вдоль слоя, непрерывно сжимается (рис. 9.5, б), в пределе приближаясь к прямоугольной (обрывной) форме. При вогнутой изотерме, наоборот, перемещающийся концентрационный фронт непрерывно расширяется (рис. 9.5, в). Скорость перемещения фронта с любой концентрацией C зависит от величины производной f' изотермы адсорбции по концентрации: $w_c = w/(1 + f')$.

Наличие продольного перемешивания в потоке фильтрующегося через слой газа приводит к дополнительному эффекту размытия концентрационного профиля компонента в газовой фазе, что также вызывает соответствующее растягивание концентрационного профиля и в твердой фазе адсорбента.

9.5. НЕПРЕРЫВНАЯ АДсорбция

Использование промышленных адсорберов с неподвижными слоями дисперсных адсорбентов (см. рис. 9.9) обеспечивает относительно высокую степень улавливания целевого компонента из потоков газов-носителей. Однако существенный недостаток процесса адсорбции в неподвижном слое – периодический характер работы аппарата и, соответственно, непрерывное изменение концентрации компонента в выходящем из аппарата потоке газа от исчезающе малых значений в самом начале периодического процесса до проскоковой концентрации (C_n) в конце адсорбционной стадии (см. рис. 9.2, б). Использование нескольких адсорберов с неподвижными слоями, периодически переключаемых со стадии собственно адсорбции на стадию работы в режиме десорбции и на другие промежуточные операции, позволяет осуществить непрерывный процесс промышленного улавливания и де-

сорбции целевого компонента. Однако такого рода циклические процессы громоздки в аппаратурном отношении, а выходная концентрация адсорбтива в выходящем потоке циклически изменяется во времени.

9.5.1. АДСОРБЦИЯ В ДВИЖУЩЕМСЯ СЛОЕ

В крупнотоннажных непрерывных производствах, когда требуется извлекать малые примеси компонента при больших расходах газовых потоков-носителей, оказываются перспективными непрерывные процессы адсорбции, осуществляемые в движущемся плотном слое дисперсного адсорбента. Аппараты с движущимся слоем обычно представляют собой вертикальную колонну (см. рис. 9.10), в которую исходный поток газа вводится снизу и после прохождения (фильтрации) через движущийся навстречу слой адсорбента выводится из верхней части колонны.

Масса дисперсного адсорбента подается в верхнюю часть колонны, и под действием силы тяжести плотный слой адсорбента опускается вниз. При медленном нисходящем движении слоя адсорбента в таком аппарате можно достигать достаточно низких значений концентрации целевого компонента в потоке выходящего сверху газа. Преимущество проведения процесса адсорбции в аппаратах с движущимся слоем поглотителя по сравнению с адсорбцией в неподвижном слое состоит в постоянстве концентрации адсорбтива на выходе из аппарата.

Целью анализа процесса адсорбции в движущемся слое является расчет необходимой высоты слоя, которая обеспечивала бы поглощение целевого компонента в заданном интервале значений концентрации на входе и выходе из аппарата (рис. 9.6).

Для аппаратов с движущимся слоем обычно можно пренебречь продольным квазидиффузионным переносом компонента вдоль слоя по сравнению с переносом за счет конвекции, связанным с движением газа-носителя. По крайней мере, такое упрощение здесь можно сделать с большим основанием, чем для адсорбции в неподвижном слое, поскольку скорости движения газа-носителя сквозь движущийся слой дисперсного адсорбента обычно имеют относительно большие значения вследствие меньшего гидравлического сопротивления несколько разрыхленного движущегося слоя. Кроме того, требования к поддержанию необходимого низкого значения концентрации C_k адсорбтива на выходе из движущегося слоя можно реализовать соответствующим увеличением высоты слоя адсорбента.

Материальный баланс по целевому компоненту для элементарной высоты движущегося слоя dh (см. рис. 9.6) в отсутствие

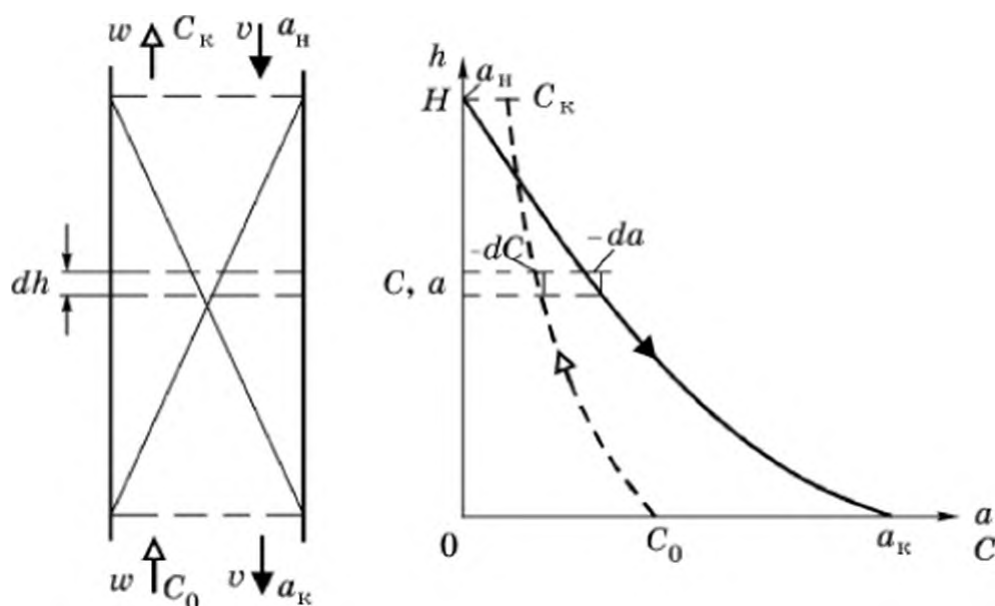


Рис. 9.6. Схема аппарата с противоточно движущимся слоем адсорбента и распределение концентраций компонента в газе (C) и в адсорбенте (a) по высоте слоя

продольного перемешивания означает, что количество компонента, отданное газовой фазой $w dC$, переходит в движущуюся со скоростью v твердую фазу адсорбента и увеличивает концентрацию компонента в ней на бесконечно малую величину da :

$$w(-dC) = v(-da), \quad (9.27)$$

где отрицательные знаки у дифференциалов концентраций означают отрицательную величину самих дифференциалов в направлении h .

Интегрирование балансового равенства (9.27) в пределах от нулевого значения высоты, где $C|_{h=0} = C_0$ и $a|_{h=0} = a_k$, до любого текущего значения высоты движущегося слоя h , на которой концентрации компонента имеют текущие значения C и a (см. рис. 9.6), приводит к линейной зависимости между концентрациями C и a в любом сечении слоя:

$$w(C_0 - C) = v(a_k - a). \quad (9.28)$$

Интегрирование уравнения (9.27) в пределах от нижнего до верхнего сечения аппарата дает уравнение материального баланса для всего аппарата:

$$w(C_0 - C_k) = v(a_k - a_n). \quad (9.29)$$

Полезно вновь отметить, что уравнения материального баланса, связывающие только концентрации компонента во взаимодействующих потоках и скорости перемещения (w и v) этих потоков (или их расходы на полное поперечное сечение аппарата), не связаны со скоростью межфазного массообмена и поэтому

не содержат никаких кинетических величин (коэффициентов массообмена и диффузии, поверхности массообмена и т. п.).

Расчет необходимой высоты H движущегося слоя может быть выполнен с помощью метода числа единиц переноса, используемого при расчетах массообменных аппаратов, работающих с системами жидкость – газ или жидкость – пар (см. процессы абсорбции и ректификации в гл. 5 и 6).

Совместное уравнение баланса компонента по газовой фазе и кинетики массообмена записывается для элементарной высоты dh движущегося слоя:

$$-wdC = \beta_0[C - C^*(a)]dh. \quad (9.30)$$

В этом уравнении коэффициент массообмена β_0 считается известным из соответствующих экспериментальных данных, а движущая разность концентраций $[C - C^*(a)]$ принимается как разность действительной концентрации C компонента в газе и концентрации $C^*(a)$ в газе, которая соответствовала бы состоянию равновесия газа и адсорбента с действительной концентрацией a .

Уравнение (9.30) интегрируется по всей искомой высоте H движущегося слоя, т. е. в пределах изменения концентрации в потоке газа от C_k при $h = H$ до C_0 при $h = 0$ при постоянном значении коэффициента $\beta_0 \neq \beta_0(h)$:

$$H = \frac{w}{\beta_0} \int_{C_k}^{C_0} \frac{dC}{C - C^*(a)}. \quad (9.31)$$

Таким образом, для нахождения необходимой высоты движущегося слоя адсорбента достаточно вычислить значение определенного интеграла в правой части соотношения (9.31). Поскольку явный вид уравнения изотермы адсорбции, решенного относительно концентрации компонента в газе, т. е. вид функциональной зависимости $C^*(a)$, может быть любым, то численное значение интеграла в (9.31) в общем случае приходится вычислять приближенными методами. При этом переход от переменной a к переменной интегрирования C производится согласно линейному уравнению материального баланса (9.28).

По методу числа единиц переноса расчетное соотношение (9.31) может быть записано в форме произведения эквивалентной высоты единицы переноса $h_s = w/\beta_0$ и общего числа единиц

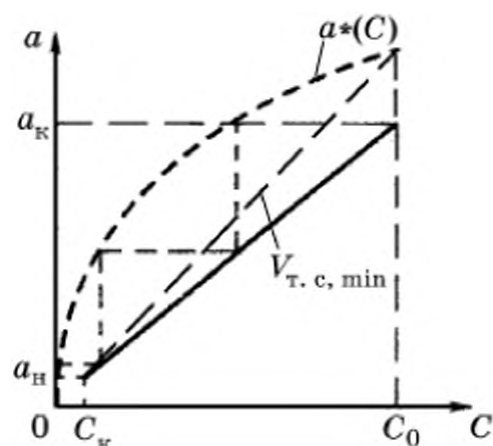
переноса $n_c = \int_{C_k}^{C_0} \frac{dC}{C - C^*(a)} :$

$$H = h_s n_c. \quad (9.32)$$

Напомним, что физический смысл подынтегрального выражения в n_c соответствует отношению изменения концентрации dC компонента в газе в пределах от h до $h + dh$ к движущей разности концентраций $C - C^*(a)$ на этой высоте. Определенный интеграл имеет смысл отношения общего изменения концентрации компонента в газе к средней по всей высоте слоя движущей силе процесса (см. гл. 5). Высота единицы переноса есть та высота, на которой происходит изменение концентраций компонента, численно равное средней движущей разности концентраций. Понятие h_z является сугубо кинетическим, поэтому значение высоты единицы переноса h_z обратно пропорционально коэффициенту массообмена β_0 и, следовательно, зависит от всех многочисленных параметров, влияющих на скорость массопереноса компонента из газовой фазы в твердую фазу адсорбента.

Значение общего числа единиц переноса n_c можно приближенно вычислить, не определяя численное значение определенного интеграла. Для этого в координатах $a - C$ графически изображаются уравнение рабочей линии процесса (уравнение материального баланса непрерывного процесса (9.28)) и равновесная зависимость $a^*(C)$. Затем находится число прямоугольных ступеней между этими линиями, как показано на рис. 9.7. Каждая прямоугольная ступенька соответствует понятию ступени изменения концентрации (см. гл. 5, 6), на которой процесс массообмена должен происходить до достижения равновесного состояния между газом и адсорбентом. Число единиц переноса, соответствующее i -й ступени изменения концентрации, согласно определению равно отношению разности концентраций в газе на входе и выходе из ступени к средней движущей силе процесса в пределах этой ступени: $n_{ci} = (C_{i+1} - C_i) / \Delta C_i$.

Ввиду незначительного отклонения изотермы адсорбции от прямой линии в пределах обычно небольшого изменения концентраций $(C_{i+1} - C_i)$ на одной ступени среднюю величину $\overline{\Delta C_i}$ можно приближенно определить как среднее арифметическое



значение из движущих разностей концентраций на входе и на выходе из ступени:

$$\overline{\Delta C_i} = [(C_i - C^*(a_i)) + (C_{i+1} - C^*(a_{i+1}))] / 2.$$

Рис. 9.7. Ступени изменения концентрации процесса непрерывной адсорбции движущимся слоем адсорбента

Общее число единиц переноса определяется суммированием всех величин n_{ci} по найденному числу n ступеней: $n_c = \sum_{i=1}^n n_{ci}$.

В общем случае зависимости коэффициента массообмена β_0 от концентрации компонента a в адсорбенте, когда уже невозможно полагать $\beta_0 = \text{const}$ (в большинстве случаев практически, когда $\beta_0(a_k) > 3\beta_0(a_n)$), значение определенного интеграла в соотношении (9.24) должно вычисляться при функции $\beta_0(a)$, оставляемой под знаком интеграла.

При графическом способе нахождения интеграла конкретный вид зависимостей $\beta_0(a)$ и $C^*(a)$ становится мало существенным, как и форма их задания (в форме аппроксимационного уравнения, графика или таблицы).

Метод числа единиц переноса при относительной простоте не дает, однако, возможности находить концентрационные профили компонента в газовой и твердой фазах по высоте движущегося слоя адсорбента.

9.5.2. АДСОРБЦИЯ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

В крупномасштабных производствах используется способ проведения непрерывного процесса адсорбции в псевдоожигенном слое дисперсного адсорбента (рис. 9.8, а), поскольку скорость подачи газа-носителя в псевдоожигенный слой может быть здесь увеличена сверх скорости начала псевдоожигения $w_{кр}$ (см. гл. 2) в 2–4 раза, в то время как при проведении процесса в движущемся слое скорость газа не может превышать скорость $w_{кр}$.

Негативная сторона реализации процессов в псевдоожигенном слое – заметное механическое истирание частиц. Следовательно, такая форма организации процессов адсорбции используется только в тех случаях, когда адсорбент обладает достаточной механической прочностью.

Технологический расчет адсорберов с псевдоожигенным слоем может быть произведен по общему уравнению массопередачи, рассматриваемому совместно с уравнениями материального баланса целевого компонента по газовой и твердой фазам:

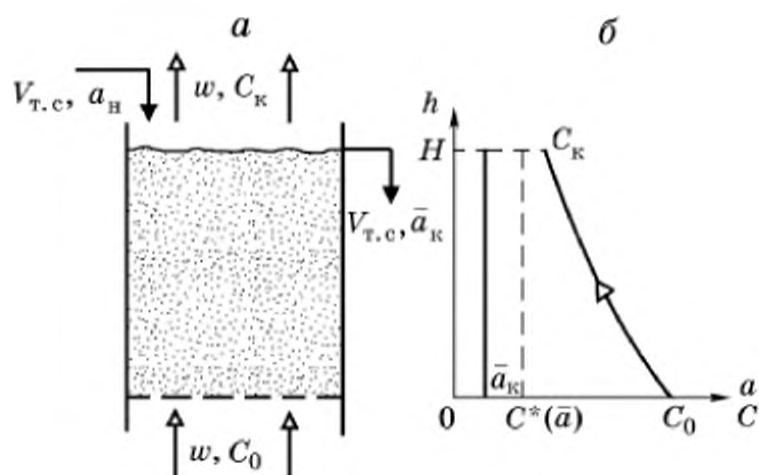


Рис. 9.8. Непрерывная адсорбция в псевдоожигенном слое адсорбента

$$\beta_0 \Delta C_{\text{ср}} F = V_{\text{г}} (C_0 - C_{\text{к}}) = V_{\text{т.г}} (\bar{a}_{\text{к}} - a_{\text{н}}), \quad (9.33)$$

где $V_{\text{г}}$ и $V_{\text{т.г}}$ – объемные расходы газа-носителя и дисперсного адсорбента, м³/с; $\bar{a}_{\text{к}}$ – усредненная по всем частицам объемная концентрация компонента в дисперсном адсорбенте в объеме псевдооживленного слоя и на выходе из него, кг/м³; F – суммарная наружная поверхность всех частиц в объеме слоя, м²; β_0 – общий коэффициент массообмена, м/с; $\Delta C_{\text{ср}}$ – средняя по всему слою движущая разность концентраций улавливаемого компонента в газовой фазе, кг/м³.

Необходимость усреднения концентрации адсорбтива по всем частицам адсорбента связана с неодинаковым временем пребывания частиц внутри энергично перемешиваемого псевдооживленного слоя. При этом частицы, время пребывания которых в зоне адсорбции оказалось меньше среднего расходного времени $\bar{\tau} = V_{\text{п.г}}/V_{\text{т.г}}$, где $V_{\text{п.г}}$ – объем дисперсной фазы, находящейся в псевдооживленном слое, поглощают меньшее количество адсорбтива по сравнению с теми частицами, которые находились в слое в течение более длительного времени. При полном (идеальном) перемешивании частиц в псевдооживленном слое и при отсутствии какой-либо сепарации частиц на выходе из слоя значения средних концентраций $\bar{a}_{\text{к}}$ адсорбтива в твердой фазе внутри слоя и на выходе из него оказываются одинаковыми.

Средняя по высоте псевдооживленного слоя движущая разность концентраций целевого компонента вычисляется по известной (см. гл. 5) формуле логарифмического усреднения (рис. 9.8, б):

$$\Delta C_{\text{ср}} = \frac{(C_0 - C^*(\bar{a}_{\text{к}})) - (C_{\text{к}} - C^*(\bar{a}_{\text{к}}))}{\ln \frac{C_0 - C^*(\bar{a}_{\text{к}})}{C_{\text{к}} - C^*(\bar{a}_{\text{к}})}} = \frac{C_0 - C_{\text{к}}}{\ln \frac{C_0 - C^*(\bar{a}_{\text{к}})}{C_{\text{к}} - C^*(\bar{a}_{\text{к}})}}, \quad (9.34)$$

где $C^*(\bar{a}_{\text{к}})$ – концентрация адсорбтива в газе, равновесная среднему его содержанию в частицах адсорбента; при полном перемешивании частиц в псевдооживленном слое эта величина постоянна по всей высоте слоя.

При проектном варианте расчета известны расход газа-носителя, начальная и конечная концентрации адсорбтива в газе и начальная концентрация компонента в адсорбенте ($V_{\text{г}}$, C_0 , $C_{\text{к}}$ и $a_{\text{н}}$). Величина β_0 обычно может быть определена по имеющимся экспериментальным корреляциям типа (9.16). Расчету подлежит необходимая суммарная поверхность F частиц адсорбента в слое, которая способна обеспечить нужное значение конечной концентрации улавливаемого компонента в выходящем газе при заданном его расходе. При этом величина расхода $V_{\text{т.г}}$ адсорбента может быть различной. Ее выбирают из соображений, аналогичных тем, из которых исходят при выборе расходов жидкого погло-
ти-

теля при абсорбции (см. гл. 5) или флегмы при ректификации (см. гл. 6).

С одной стороны, при увеличении $V_{т.с.}$ уменьшается конечное содержание компонента в покидающем аппарат потоке дисперсного адсорбента (\bar{a}_k), возрастает движущая разность концентраций и уменьшается необходимая поверхность массопереноса F , а следовательно, уменьшается и требующийся объем слоя. С другой стороны, по мере увеличения расхода адсорбента возрастают затраты теплоты, расходуемой на процесс термической десорбции (см. далее), обеспечивающей регенерацию адсорбента и выделение из него поглощенного адсорбтива. В общем случае выбор экономически оптимального значения расхода адсорбента $V_{т.с.}$ предполагает технико-экономический анализ процесса с отысканием такого значения расхода адсорбента, при котором приведенные суммарные затраты на оборудование и на энергию окажутся минимальными.

На практике чаще используется упрощенный метод расчета $V_{т.с.}$ через величину минимального расхода $V_{т.с., \min}$ адсорбента (аналог понятий минимального орошения при абсорбции или минимальной флегмы при ректификации), при котором концентрация адсорбтива в адсорбенте на выходе из аппарата находилась бы в равновесии с заданным значением начальной концентрации компонента в газовой фазе. Значение $V_{т.с., \min}$ определяется из уравнения материального баланса аппарата (см. рис. 9.7):

$$V_{т.с., \min}[a^*(C_0) - a_{II}] = V_c(C_0 - C_k), \quad (9.35)$$

в котором все величины, кроме минимально возможного расхода адсорбента, известны. При величине расхода, равной $V_{т.с., \min}$, реализовать процесс невозможно, поскольку для достижения равновесия был бы необходим аппарат с бесконечно большой поверхностью контакта фаз.

Действительный расход адсорбента принимается на 10–30 % больше минимального:

$$V_{т.с.} = (1,1-1,3)V_{т.с., \min}, \quad (9.36)$$

что по практическим и некоторым расчетным данным обеспечивает значение расхода адсорбента $V_{т.с.}$, близкое к оптимальному.

После определения действительной величины расхода адсорбента $V_{т.с.}$ из уравнения материального баланса (9.33) находят концентрацию уловленного компонента в потоке адсорбента на выходе из аппарата (\bar{a}_k). Затем по уравнению изотермы адсорбции определяют концентрацию в газе, равновесную с \bar{a}_k , и далее по формуле (9.34) вычисляют среднюю по псевдоожиженному слою разность концентраций $\Delta C_{ср}$. Наконец, из уравнения массо-

передачи (уравнение системы (9.33)) находят необходимую суммарную поверхность F частиц адсорбента, которая должна быть в аппарате.

Если для конкретной системы адсорбент – адсорбат кинетические данные представлены в форме коэффициента массообмена $\beta_{0,v}$, отнесенного к единице объема псевдооживленного слоя, то аналогичным расчетом определяется необходимое количество $V_{т.п.с}$ адсорбента в слое, при этом левая часть уравнения (9.33) записывается через это искомое количество: $\beta_{0,v} \Delta C_{ср} V_{т.п.с}$.

9.6. ДЕСОРБЦИЯ

При промышленном осуществлении процессов адсорбции выходящий из адсорбционного аппарата адсорбент чаще всего подвергается регенерации, т. е. удалению из него целевого компонента, после чего адсорбент вновь используется для улавливания новых порций адсорбтива.

Существуют несколько способов промышленной десорбции, применяемых в зависимости от свойств используемого адсорбента, от вида адсорбтива и от условий конкретного процесса.

Изотермическая низкотемпературная десорбция происходит при контакте адсорбента, содержащего уловленный целевой компонент, с чистым газом, первоначально не содержащим компонента и имеющим температуру окружающей среды. При такой невысокой температуре процесс происходит медленно, поэтому количество теплоты, требующейся для десорбции и отбираемой от потока десорбирующего газа, оказывается незначительным и температура газового потока и адсорбента практически не изменяется. Процесс изотермической десорбции оказывается во многом аналогичным изотермической адсорбции, но происходящим в обратном направлении и имеющим иные начальные условия.

Скорость процесса десорбции значительно повышается при использовании подогретого (обычно до 300–400 °С) газа или пара при так называемой *термической десорбции* (чаще используется водяной пар). При контакте с холодным адсорбентом насыщенный или перегретый пар конденсируется с выделением значительного количества теплоты конденсации, которая необходима для процесса десорбции целевого компонента. После десорбции смесь паров десорбированного компонента и водяного пара направляется на совместную конденсацию и последующее разделение методами отстаивания (для адсорбатов нерастворимых в воде), ректификации или экстракции. В отличие от изотермической газовой десорбции использование в качестве десорбирующего агента водяно-

го пара приводит к необходимости последующей сушки адсорбента от остающейся в нем влаги (конденсата десорбирующего пара).

Вытеснительная десорбция осуществляется с помощью контакта адсорбента, содержащего адсорбтив, с иным газом или паром, который адсорбируется данным адсорбентом значительно лучше, чем десорбируемый целевой компонент. При этом десорбирующий газ (пар) вытесняет целевой компонент из адсорбента. Так, например, повышенная адсорбционная способность цеолитов по отношению к парам воды позволяет проводить вытеснительную десорбцию из цеолитов иных адсорбтивов с помощью паров воды. Вытеснительная десорбция обычно происходит при изотермических условиях, поскольку необходимая для десорбции теплота фазового перехода (на собственно десорбцию целевого компонента) обеспечивается теплотой адсорбции вытесняющего газа (пара).

Наибольшая скорость процесса десорбции достигается при создании вакуума с одновременным подводом теплоты к регенерируемому адсорбенту. При этом пары десорбируемого целевого компонента откачиваются из десорбера в чистом виде, и поэтому адсорбтив здесь может быть сравнительно легко получен в чистом виде, без последующих процессов разделения. Однако при *вакуумной десорбции* увеличиваются затраты на герметизацию оборудования, а подвод теплоты к адсорбенту происходит малоэффективным контактным способом.

Кинетика процессов десорбции оказывается более сложной, чем кинетика процессов изотермической десорбции, поскольку в неизотермическом процессе необходимо дополнительно учитывать поглощение теплоты, теплоперенос, а при паровой десорбции – также и тепловыделение вследствие конденсации десорбирующего пара. Поэтому теоретический анализ десорбционных процессов возможен, как правило, лишь при значительных упрощающих допущениях относительно исследуемого процесса.

При редко используемой в промышленности изотермической десорбции, когда можно пренебречь диффузионными сопротивлениями внутреннего и наружного переноса десорбируемого компонента и, следовательно, значения концентрации компонента в адсорбенте и в десорбирующем газе находятся в равновесном соотношении, скорость периодической десорбции может быть записана в виде уравнения материального баланса за элементарное время dt процесса:

$$V_{\tau}(-da) = V_c C^*(a) dt, \quad (9.37)$$

где V_{τ} – объем адсорбента, m^3 ; V_c – объемный расход десорбирующего газа, m^3/c ; a – объемное содержание десорбируемого компонента в ад-

сорбенте, кг/м³; $C^*(a)$ – объемная концентрация компонента в десорбирующем газе, равновесная с концентрацией в адсорбенте, кг/м³.

Разделение переменных и интегрирование уравнения (9.37) в пределах от начальной концентрации $a_н$ в момент $\tau = 0$ до текущих значений времени десорбции τ и концентрации a дает соотношение, связывающее значение текущей концентрации a и время τ десорбции, за которое будет достигнута эта концентрация в условиях *равновесной изотермической десорбции*:

$$\tau = \frac{V_\tau}{V_c} \int_a^{a_n} \frac{da}{C^*(a)}. \quad (9.38)$$

Метод вычисления определенного интеграла в соотношении (9.38) зависит от конкретного вида изотермы адсорбции $C^*(a)$. При любом виде зависимости $C^*(a)$ всегда возможен тот или иной метод нахождения интеграла.

Процессы неизотермической десорбции анализируются аналогично тому, как это делается при рассмотрении процессов термической сушки (см. гл. 10).

9.7. АППАРАТУРНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ АДСОРБЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Аппараты для проведения промышленных процессов адсорбции и десорбции не отличаются разнообразием.

Наибольшее распространение получили цилиндрические аппараты с *неподвижным слоем* адсорбента (рис. 9.9), в которых последовательно проводятся операции собственно адсорбции целевого компонента из фильтрующегося через слой адсорбента потока газа-носителя, десорбции компонента водяным паром, сушки увлажненного адсорбента с помощью горячего сушильного агента (воздуха) и последующего охлаждения адсорбента.

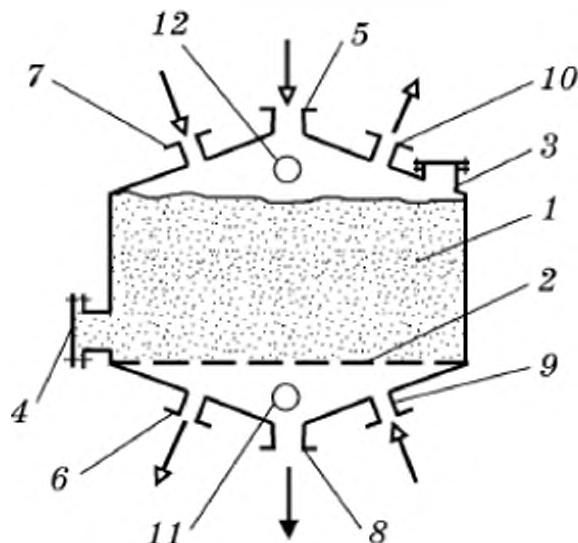


Рис. 9.9. Адсорбер с неподвижным слоем адсорбента:

1 – слой дисперсного адсорбента; 2 – опорная решетка; 3 и 4 – люки загрузки и выгрузки адсорбента; 5 и 6 – штуцеры подачи потока-носителя и отвода очищенного газа; 7 и 8 – штуцеры подвода десорбирующего водяного пара и отвода образующегося конденсата; 9 и 10 – штуцеры подвода горячего сушильного агента и его отвода; 11 и 12 – штуцеры подвода и отвода охлаждающего воздуха

Для проведения каждой из последовательных стадий (операций) на аппарате имеется своя пара штуцеров. Четыре таких аппарата соединяются в батарею, тогда в каждом из них периодически проводится одна из последовательных операций и вся батарея работает в циклически-непрерывном режиме. Если некоторые стадии (например, паровой десорбции и сушки адсорбента) не требуются, то схема такой короткоцикловой адсорбции содержит соответственно меньшее число аппаратов.

На рис. 9.10 представлен непрерывно действующий адсорбер с *плотным движущимся слоем* адсорбента. Десорбция в таком аппарате производится путем контактного нагрева адсорбента греющим паром, а выделяющийся из адсорбента целевой компонент

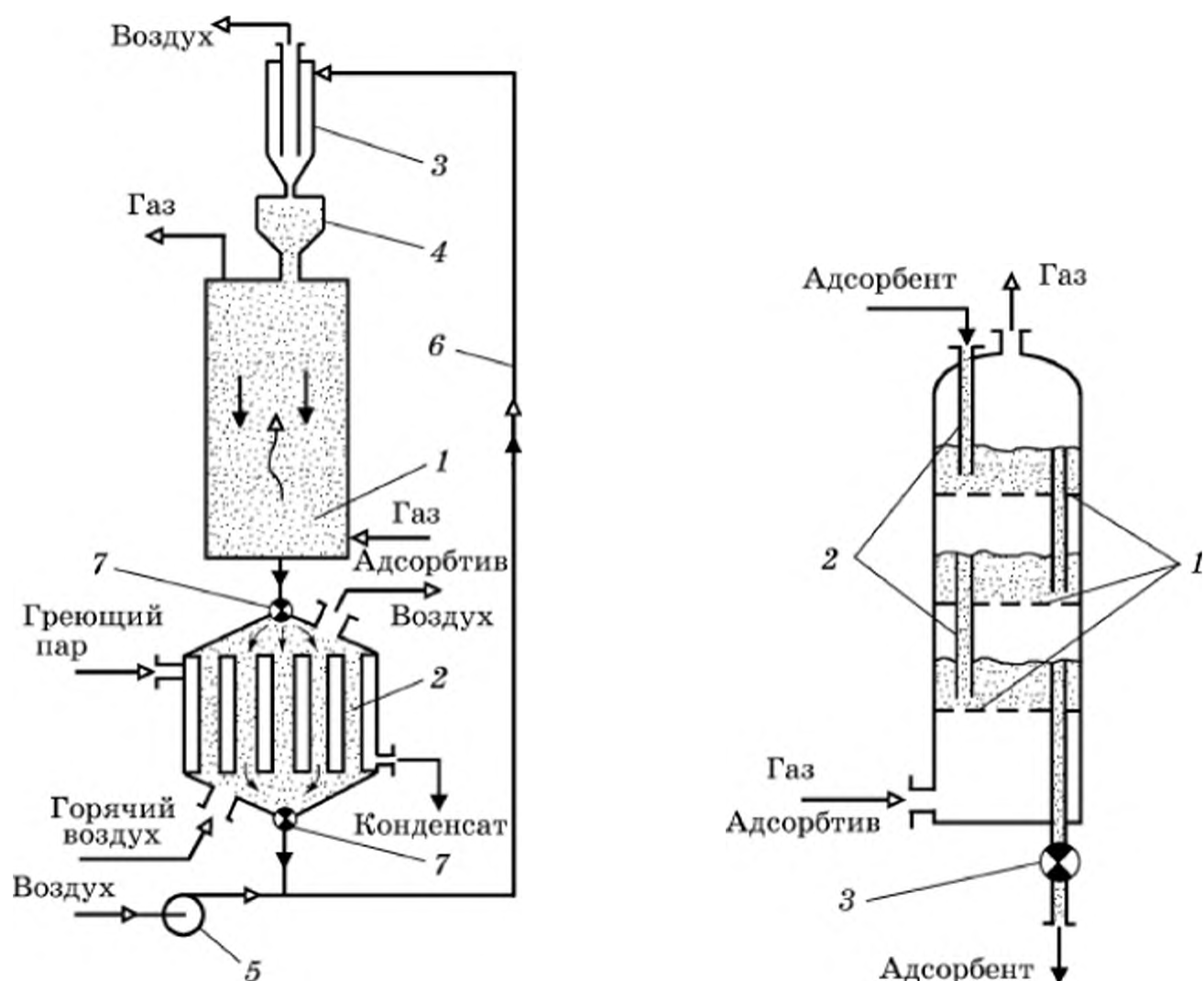


Рис. 9.10. Адсорбер с плотным движущимся слоем адсорбента:

1 – колонный адсорбер; 2 – десорбер; 3 – циклон; 4 – промежуточный бункер-накопитель; 5 – вентилятор; 6 – пневмотранспортная линия; 7 – затвор-регулятор

Рис. 9.11. Многоступенчатый адсорбер с псевдооживленными слоями адсорбента:

1 – газораспределительные решетки; 2 – переточные трубки; 3 – затвор-регулятор

отводится из десорбера 2 воздухом, подаваемым в его трубное пространство, где по параллельным вертикальным трубкам плотным слоем опускается адсорбент. На выходе из десорбера горячий адсорбент подхватывается потоком воздуха комнатной температуры, подаваемым вентилятором 5, и по вертикальной пневмотранспортной линии 6 подается в циклон 3; в процессе движения мелкодисперсный адсорбент охлаждается. В циклоне дисперсный адсорбент отделяется от потока воздуха и через накопитель 4 попадает в адсорбционную колонну 1.

В колонном адсорбере с несколькими последовательными *псевдооживленными* слоями адсорбента (рис. 9.11) перемещение дисперсного адсорбента из верхнего слоя в нижний происходит по переточным трубкам 2, в которых адсорбент под действием силы тяжести опускается плотным слоем, осуществляя таким образом дополнительную функцию гидравлических затворов для восходящего потока газа-носителя.

9.8. ИОННЫЙ ОБМЕН

Процессы ионного обмена в последние годы получают все большее распространение в химической и смежных отраслях промышленности (технология органических и неорганических веществ, производство веществ высокой степени чистоты и реактивов, водоочистка, выделение и разделение редких и цветных металлов; пищевая, фармацевтическая и микробиологическая промышленность). Нередко процессы ионного обмена становятся основным методом разделения и очистки веществ.

Процессы ионного обмена между твердым *ионообменным сорбентом (ионитом)* и *раствором электролита*, по существу, представляют собой некоторый частный случай хемосорбции, поэтому статика, кинетика и аппаратное оформление ионообменных процессов во многом близки к процессам адсорбции.

Промышленность выпускает широкий спектр различных марок синтетических ионообменных материалов (*смол*), отличающихся селективностью поглощения, внутренней структурой, знаками зарядов обменивающихся ионов, способом получения, физико-химическими и механическими свойствами и т. п.

В зависимости от степени ионизации ионогенных групп различают смолы сильно-, средне- и слабокислотные (катиониты), а также сильно- и слабоосновные (аниониты). Слабокислотные и слабоосновные иониты обладают большей объемной емкостью, легче регенерируются, но имеют большее кинетическое сопротивление процессу ионного обмена. Иониты, получаемые методом полимеризации, как правило, обладают большей механиче-

ской прочностью и большей устойчивостью к химическим и термическим воздействиям.

По структуре частиц (зерен) иониты могут быть условно разделены на гелиевые и макропористые. Гелиевые структуры не обладают истинной пористостью и способны к ионному обмену только в набухшем состоянии, а макропористые иониты имеют четкую пористую структуру и способны к ионному обмену в любом состоянии. Гелиевые структуры обычно обладают большей обменной емкостью, не уступают макропористым смолам по химической и термической стойкости.

Равновесные концентрации целевого компонента в фазах твердого ионита и жидкого потока-носителя, как и при адсорбции, связаны уравнением изотермы равновесия. Форма таких изотерм также может быть различной: линейной, выпуклой, вогнутой или S-образной (см. рис. 9.1).

Реальные процессы ионного обмена представляют собой сложный многостадийный процесс, происходящий в системе твердая фаза частиц ионита – жидкий раствор, содержащий поглощаемый ионитом компонент. Основной стадией, в большинстве случаев определяющей скорость ионообменного процесса, является диффузионный перенос целевого компонента внутри частиц ионита. Иногда такой основной стадией может оказаться конвективный перенос компонента между основным потоком раствора и наружной поверхностью гранул ионита.

По сравнению с физической адсорбцией при ионном обмене диффузионный перенос компонента осложняется дополнительными факторами. Некоторые из них характерны именно для ионообменных процессов: наличие химических реакций, дополнительный перенос под воздействием градиента электрического потенциала, изменение объема частиц твердой фазы по мере самого процесса поглощения компонента и изменение структуры ионита в процессе возможного перехода его из ионной формы в другую. Сравнительно медленные процессы ионного обмена и контактирование ионита с жидкой фазой раствора-носителя, имеющего большую теплоемкость, определяют практическую изотермичность всех ионообменных процессов.

Математическое описание и, следовательно, методы анализа и расчета изотермических процессов ионного обмена во многом аналогичны таковым для изотермической адсорбции. Как и в адсорбционных процессах, здесь также используются общие методы расчета массообменных процессов на базе понятий ступени изменения концентрации, чисел и высоты единиц переноса. Применяются также уравнения массопередачи и массоотдачи, понятие движущей разности концентраций и экспериментальные корре-

ляции для зависимости коэффициентов массоотдачи от основных параметров массообменного процесса. Основы таких методов рассмотрены в гл. 5 и в разд. 9.5.1; 9.5.2 на примере физической адсорбции.

Аппаратурное оформление процессов ионного обмена мало отличается от оформления адсорбционных процессов. В аппаратах периодического действия с плотным неподвижным слоем гранулированного ионита (в так называемых *ионных фильтрах*) жидкий раствор непрерывно фильтруется через слой ионита. Очищаемый раствор пропускается через аппарат до момента появления за слоем проскоковой концентрации извлекаемого вещества, после чего процесс ионного обмена прекращается, а ионит регенерируется потоком иной жидкости. Ионные фильтры периодического действия с неподвижным слоем имеют диаметры до 3 м и общую высоту до 5 м.

Конструкция таких аппаратов сравнительно проста, процесс ионного обмена в них происходит с достаточной полнотой, а недостатками являются периодичность работы и сравнительно большое гидравлическое сопротивление высокого неподвижного слоя полидисперсного ионита потоку фильтрующегося раствора. В промышленной практике аппараты периодического действия обычно используются в виде батарей из нескольких аппаратов, каждый из которых попеременно работает в стадии ионообмена или регенерации.

Аппараты непрерывного действия чаще всего представляют собой вертикальные колонны, заполненные движущимся сверху слоем дисперсного ионита, что обеспечивает условия для создания высокоэффективных процессов за счет значительного времени контакта ионита с раствором. Известную трудность при эксплуатации непрерывно действующих аппаратов большого диаметра представляет организация равномерной по сечению аппарата подачи и выгрузки дисперсного ионита и равномерного его движения внутри аппарата без нарушения структуры движущегося слоя.

Используются различные схемы относительного движения потоков дисперсного ионита и обрабатываемого раствора: прямо- и противоток, смещение или перекрестное движение фаз. На рис. 9.12 показана схема ионообменного аппарата с перекрестным движением потоков раствора и дисперсного ионита.

Прямоточное движение ионита и раствора используется сравнительно редко, поскольку эффективность таким образом организованного процесса оказывается незначительной. Наиболее распространены аппараты с противоточным движением взаимодействующих потоков, при котором глубина отработки потоков

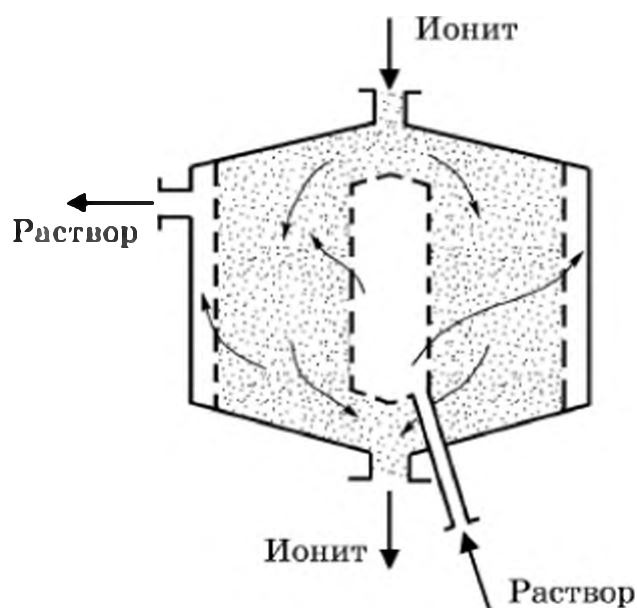
Рис. 9.12. Ионообменный аппарат непрерывного действия с плотным движущимся слоем ионита и перекрестным движением фаз

достигает наибольшего значения (см. сравнительную оценку прямо- и противоточных теплообменных аппаратов в гл. 3).

В противоточных аппаратах с гравитационным движением фаз дисперсный ионит подается сверху, а раствор – снизу, при этом скорость движения раствора не должна достигать значения критической скорости начала псевдооживления частиц ионита. Для увеличения производительности ионообменной колонны по раствору на слой ионита сверху воздействуют дополнительным механическим усилием, например с помощью шнека, принудительно перемещающего сплошной слой дисперсного ионита против потока раствора.

Используя шнек, можно организовать движение слоя дисперсного ионита в вертикальном или в любом ином направлении навстречу потоку раствора. Однако принудительное перемещение плотного слоя с помощью шнека может приводить к заметному измельчению (истиранию) и к нежелательной деформации частиц пластичного ионита, что увеличивает гидравлическое сопротивление слоя и приводит к потере части ионита.

Аппараты с взвешенным в потоке раствора ионитом используются в тех случаях, когда требуется увеличить производительность аппарата по обрабатываемому раствору, но без увеличения гидравлического сопротивления аппарата (слоя). Как и в случае непрерывной адсорбции, возможно создание общего противоточного движения фаз в аппарате колонного типа с несколькими псевдооживленными слоями ионита. Схема такого аппарата представлена на рис. 9.11; в отличие от адсорбера в ионообменном аппарате псевдооживляющей средой служит не газовый поток, а обрабатываемый раствор.



Вопросы для самопроверки

1. Каковы основные характеристики промышленных адсорбентов?
2. В чем отличие основных теорий адсорбционного равновесия?
3. За счет каких элементарных механизмов переносится адсорбтив внутри пористых адсорбентов?

4. Что является движущей силой процессов адсорбции?
5. От каких параметров зависит время защитного действия неподвижного слоя адсорбента?
6. Дайте графическую интерпретацию развития нестационарного процесса в неподвижном слое.
7. Как получается соотношение (9.31) для расчета необходимой высоты движущегося слоя адсорбента?
8. В чем физическое содержание соотношения (9.33), описывающего процесс непрерывной адсорбции в псевдооживленном слое адсорбента?
9. Что такое минимальный расход адсорбента?
10. В чем состоит процесс десорбции?
11. Какие существуют аппараты для промышленной реализации процессов адсорбции?
12. Какие иониты используются для процессов ионного обмена?
13. Каково аппаратное оформление процессов ионного обмена?

ТЕРМИЧЕСКАЯ СУШКА

Сушкой или высушиванием называют процесс термического обезвоживания материалов, при котором часть содержащейся в исходном влажном материале влаги испаряется, а образующиеся пары отводятся из зоны сушки. Обычно при сушке удаляется именно влага, т. е. вода, но в некоторых случаях из материалов может удаляться и какая-нибудь иная жидкость; такой процесс также называется сушкой.

Процесс высушивания широко применяется в химической и других отраслях промышленности для улучшения физико-механических свойств получаемых продуктов (материалов), удешевления транспортных расходов или в тех случаях, когда наличие влаги в материале нежелательно для его последующей химической или физико-химической переработки.

Чаще всего сушке подвергаются твердые материалы, имеющие капиллярно-пористую внутреннюю структуру, которая и бывает первоначально заполнена влагой, подлежащей удалению в процессе сушки. Впрочем, достаточно часто приходится удалять значительные количества влаги из материалов, которые в исходном состоянии имеют консистенцию пасты или жидкости. Тогда процесс высушивания отличается от выпаривания тем, что при выпарке конечный продукт (сконцентрированный раствор) остается жидкой фазой, а при сушке конечный продукт всегда представляет собой твердый высушенный материал.

Высушиваемые материалы могут иметь достаточно крупные размеры (лесопиломатериалы; окрашенные изделия, например кузова транспортных средств, покрываемые слоем красителя, из которого необходимо удалить растворитель; формируемые из исходной влажной массы изделия, например кирпичи, и т. п.). Во многих случаях высушивать приходится дисперсные материалы, имеющие размеры частиц от нескольких сантиметров (кусковые материалы) до долей миллиметра (порошки).

Специфическими способами подачи исходного материала в сушильный аппарат отличаются процессы сушки пастообразных и жидких материалов. В зависимости от того, к какой из перечисленных групп относится тот или иной материал, используются существенно разные конструкции сушильных аппаратов.

Независимо от того, какой именно материал подвергается термической сушке и какова его консистенция в исходном состоянии, на процесс испарения влаги требуется затратить внеш-

ную энергию, минимальное количество которой равно теплоте парообразования удаляемой из материала влаги.

По этой причине термическая сушка (наряду с выпариванием и перегонкой) является одним из энергоемких промышленных процессов. Количество реально потребляемой на сушку энергии зависит в основном от количества удаляемой из материала влаги. В связи с этим выгодно предварительно удалять часть исходной влаги механическим путем, если это возможно для конкретного материала (отжим, фильтрование, центрифугирование и т. п.), поскольку механические способы обезвоживания – без испарения влаги – в большинстве случаев требуют меньших энергозатрат.

По способу подвода теплоты к высушиваемому материалу различают следующие виды промышленной сушки: 1) *конвективная сушка*, при которой влажный материал получает теплоту от горячего сушильного агента (обычно топочные газы или горячий воздух), непосредственно обдувающего поверхность высушиваемого материала; одновременно сушильный агент выполняет роль среды, которая эвакуирует от наружной поверхности материала образующиеся пары влаги; 2) *контактная сушка*, в процессе которой высушиваемый материал находится на горячей поверхности и получает необходимое количество теплоты непосредственно от нее; 3) *радиационная (лучистая) сушка*, при которой поверхность материала получает необходимую энергию в форме электромагнитного излучения (обычно инфракрасного диапазона длин волн); источником излучения служат нагретые поверхности; 4) *диэлектрическая сушка* – энергию на испарение влаги материал получает от высокочастотного электромагнитного поля, генерируемого специальной электрической схемой; при этом существенно, что влажный материал всегда представляет собой диэлектрик ввиду диэлектрических свойств самой воды.

Сублимационная сушка представляет собой разновидность контактной (иногда радиационной или диэлектрической), но проводимой при низком остаточном давлении (при вакууме); при этом способе сушка происходит при отрицательных температурах, влага в материале превращается в лед и испаряется путем непосредственного перехода из твердой фазы в паровую (возгонка).

Из всех перечисленных способов наиболее широко распространена и, как правило, конструктивно более проста конвективная сушка. Существенно, что затраты энергии при различных способах сушки приблизительно одинаковы, поскольку основная энергия, затрачиваемая на процесс сушки, – это всегда энергия испарения удаляемой из материала влаги.

10.1. ВЛАГА В МАТЕРИАЛЕ И В СУШИЛЬНОМ АГЕНТЕ

10.1.1. РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ ВЛАЖНОГО МАТЕРИАЛА

В большинстве случаев промышленной сушки влажный материал имеет непосредственный контакт с той средой, которая отводит от наружной поверхности материала пары удаляемой из него влаги. При конвективной сушке горячий сушильный агент одновременно служит и подводющим теплоту теплоносителем, а в процессах контактной, радиационной и электрической сушки поверхность материала может обдуваться относительно небольшим количеством воздуха, назначение которого состоит лишь в эвакуации поступающих из высушиваемого материала паров. Исключением является сушка, проводимая под значительным разрежением (вакуумом), когда образующиеся пары влаги откачиваются из зоны сушки непрерывно работающим вакуум-насосом.

Таким образом, в процессе сушки высушиваемый материал всегда находится в контакте с воздухом (или с топочными газами), содержащим в себе некоторое количество паров влаги, которая частично уже имела в исходном сушильном агенте, а частично – поступила из влажного материала.

При контакте с влажным сушильным агентом материал, в принципе, не может быть высушен до абсолютно сухого состояния, поскольку за достаточно длительное время контакта (сушки) с влажной средой влагосодержание материала может лишь асимптотически стремиться к влагосодержанию, равновесному с окружающей средой. Численное значение *равновесного влагосодержания u^** материала в значительной степени зависит от гидрофильных свойств конкретного материала, а также от температуры среды и от содержания в ней паров влаги. Равновесное влагосодержание u^* для конкретных условий сушки того или иного материала является предельно возможным содержанием количества влаги в материале, которое теоретически может быть достигнуто при постоянных значениях температуры и влажности сушильного агента, и то лишь за бесконечное время сушки.

Кроме того, при анализе процессов сушки часто необходимо знать также и значение равновесного влагосодержания материала с воздухом атмосферных параметров, чтобы не высушивать материал ниже этого влагосодержания, поскольку при контакте пересушенного материала с атмосферным воздухом после проведения процесса сушки материал все равно поглотит из воздуха дополнительную влагу и влагосодержание достигнет равновесного.

Значения равновесных влагосодержаний капиллярно-пористых материалов зависят от величины энергии связи влаги с материалом. В порядке возрастания этой величины различают следующие виды влаги по формам ее связи с материалами:

- *физико-механическая влага*, или влага смачивания, удерживаемая на наружной поверхности материала в виде тонкой пленки или в крупных порах материала капиллярными силами. Такая влага удаляется легче всех других форм влаги, в том числе и механическими способами. Испарение физико-механической влаги происходит аналогично испарению с поверхности воды при относительно невысоких температурах.

- *физико-химическая влага* (адсорбционная и осмотическая) удаляется только при термической сушке. Теплота на удаление одного килограмма влаги здесь несколько превышает удельную теплоту испарения вследствие необходимости затрачивать дополнительную энергию на разрыв адсорбционных сил в микрокапиллярах или сил, связанных с наличием осмотической влаги внутри и между клеток материалов растительного происхождения, или сил взаимодействия с растворенным веществом при сушке растворов.

- *химически связанная влага* удерживается в материале наиболее прочными силами химического взаимодействия в кристаллогидратах. В процессах обычной термической сушки химически связанная влага обычно не удаляется, но, в принципе, может быть удалена высокотемпературным прокаливанием материала или с помощью соответствующего химического взаимодействия.

На рис. 10.1 показана типичная зависимость равновесного влагосодержания u^* капиллярно-пористого материала от относительной влажности ϕ (см. далее) и от температуры t воздуха, контактирующего с материалом. Вид кривой свидетельствует о том, что u^* увеличивается по мере повышения степени насыщенности воздуха парами влаги и при снижении температурного уровня, при котором рассматривается состояние равновесия между материалом и контактирующим с ним влажным воздухом.

Для многих материалов интервал малых относительных влажностей ($\phi \approx 0-10\%$) соответствует мономолекулярной адсорбции влаги на внутренней поверхности пор материала; диапазон $\phi \approx 10-90\%$ –

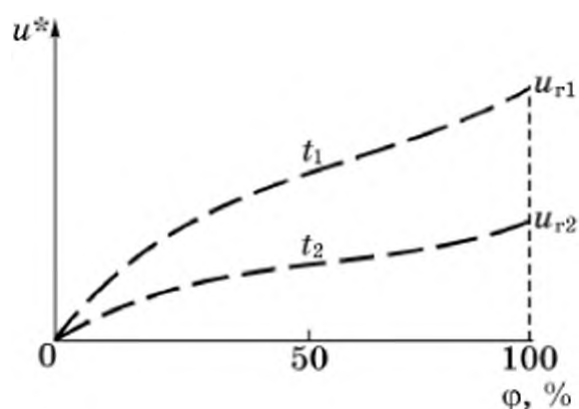


Рис. 10.1. Равновесные влагосодержания капиллярно-пористых материалов в зависимости от относительной влажности окружающего воздуха и его температуры ($t_1 < t_2$)

полимолекулярной адсорбции в порах материала. При состоянии воздуха, близком к насыщенному ($\varphi \lesssim 90\%$), равновесная влага в материале соответствует капиллярно сконденсированной влаге (см. гл. 9). Значение *гигроскопического влагосодержания* u_r соответствует влагосодержанию, которое имеет материал при равновесии с насыщенным воздухом ($\varphi = 100\%$). Равновесную влагу сверх гигроскопической материал может получить лишь при непосредственном контакте с жидкой фазой (водой); это будет поверхностная влага и влага, проникающая в наиболее крупные поры, не заполняемые при адсорбции.

Численные значения равновесных влагосодержаний для разнообразных капиллярно-пористых материалов и зависимости $u^*(\varphi, t)$ этих влагосодержаний от относительной влажности и температуры среды находятся экспериментальными методами.

10.1.2. ПАРАМЕТРЫ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА. ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ (ДИАГРАММА РАМЗИНА)

Ранее отмечалось, что в процессе высушивания материалы почти всегда находятся в непосредственном контакте с влажным сушильным агентом, при этом температура и влагосодержание сушильного агента изменяются вследствие тепло- и влагообмена с влажным материалом. При конвективной сушке по изменению параметров сушильного агента можно судить об основных показателях процесса непрерывной сушки (см. далее). Поэтому возникает необходимость рассмотреть основные параметры влажного воздуха и их связь друг с другом.

Поскольку рассматривается состояние термодинамического равновесия перемешанных на молекулярном уровне паров влаги и воздуха, принимаемого здесь в качестве некоторого газа с молекулярной массой $M_{\text{вх}} = 29$, то такая смесь имеет одинаковую температуру, являющуюся, как известно, мерой усредненной кинетической энергии теплового движения молекул.

Относительная влажность воздуха

$$\varphi = p_{\text{п}}/P_{\text{нас}}, \quad (10.1)$$

где $p_{\text{п}}$ – парциальное давление паров влаги в воздухе; $P_{\text{нас}}$ – давление паров в состоянии насыщения при той же температуре.

Относительная влажность определяет меру приближения воздуха к состоянию насыщения парами влаги. Величина $P_{\text{нас}}$ быстро возрастает с увеличением температуры, поэтому горячий воздух обладает значительно большей влагоемкостью по сравнению с холодным, и наоборот, если влажный воздух охлаждать без изменения количества содержащихся в нем паров влаги, то величина относительной влажности φ быстро увеличивается; пре-

дельное состояние насыщенного воздуха соответствует значению $\varphi = 1$ (или 100 %).

Абсолютное влагосодержание воздуха (влагосодержание) представляет собой отношение массы водяного пара к массе сухого воздуха $x = m_{\text{п}}/m_{\text{вх}}$. Значения масс $m_{\text{п}}$ и $m_{\text{вх}}$ можно представить через молярные доли y и молекулярные массы $M_{\text{п}}$ водяного пара и воздуха: $m_{\text{п}} = y_{\text{п}}M_{\text{п}}$ и $m_{\text{вх}} = y_{\text{вх}}M_{\text{вх}}$. Согласно одному из следствий закона Авогадро для паров и газов, их молярные доли равны их парциальным давлениям ($p_{\text{п}}$ и $p_{\text{вх}}$, соответственно). Следовательно, влагосодержание воздуха x может быть представлено в виде отношения: $x = M_{\text{п}}p_{\text{п}}/(M_{\text{вх}}p_{\text{вх}})$. Величина парциального давления водяных паров записывается через относительную влажность и давления насыщенных паров, согласно соотношению (10.1) $p_{\text{п}} = \varphi P_{\text{нас}}$, а парциальное давление воздуха – на основе закона Дальтона об аддитивности давлений компонентов в газовых (парогазовых) смесях: $p_{\text{вх}} = \Pi - p_{\text{п}} = \Pi - \varphi P_{\text{нас}}$, где Π – общее давление бинарной смеси паров влаги и воздуха. Таким образом, абсолютное влагосодержание воздуха может быть выражено как:

$$x = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{вх}}} \frac{\varphi P_{\text{нас}}}{\Pi - \varphi P_{\text{нас}}} \quad (10.2)$$

Эта формула, в принципе, верна для бинарной смеси любого пара с любым газом, если $P_{\text{нас}}(t)$ отражает зависимость насыщенного давления этого конкретного пара от температуры, а $M_{\text{вх}}$ – молекулярная масса газа.

В наиболее распространенном случае для смеси водяного пара и воздуха ($M_{\text{п}} = 18$ и $M_{\text{вх}} = 29$) в формуле (10.2) можно принять $M_{\text{п}}/M_{\text{вх}} = 18/29 = 0,622$. Зависимость $P_{\text{нас}}(t)$ берется из справочных таблиц (свойства насыщенного водяного пара).

Энтальпия влажного воздуха относится к единице массы сухого воздуха (к одному килограмму сухого воздуха). Согласно правилу аддитивности, энтальпия бинарной смеси складывается из энтальпии одного килограмма сухого воздуха: $1I_{\text{вх}}$ и энтальпии водяного пара, содержащегося в одном килограмме сухого воздуха: $I = 1I_{\text{вх}} + xI_{\text{п}}$, где $I_{\text{вх}}$ и $I_{\text{п}}$ – удельные энтальпии сухого воздуха и водяного пара, Дж/кг. Удельная энтальпия сухого воздуха записывается через его теплоемкость $c_{\text{вх}}$ (в Дж/(кг · К)) и температуру t : $I_{\text{вх}} = c_{\text{вх}}t$, а удельная энтальпия пара, отсчитываемая от состояния жидкой фазы (воды) при нуле градусов по шкале Цельсия, состоит из двух слагаемых: $I_{\text{п}} = r_0 + c_{\text{п}}t$, где r_0 – удельная теплота испарения воды при 0 °С и $c_{\text{п}}$ – теплоемкость водяного пара, Дж/(кг · К). Следовательно, энтальпия влажного воздуха в расчете на 1 кг сухого воздуха имеет вид

$$I = c_{\text{вх}}t + (r_0 + c_{\text{п}}t)x = r_0x + (c_{\text{вх}} + c_{\text{п}}x)t. \quad (10.3)$$

В процессах сушки и в некоторых смежных процессах одним из существенных параметров является так называемая *температура точки росы* (t_p) – температура влажного воздуха, при которой он станет насыщенным ($\varphi = 1$), если его охлаждать при постоянном влагосодержании ($x = \text{const}$).

Соотношение для вычисления значений t_p в зависимости от влагосодержания воздуха x может быть получено из равенства (10.2), если в нем, согласно определению понятия t_p , положить $\varphi = 1$, а в зависимости давления насыщенного водяного пара от температуры в качестве температуры следует полагать искомую температуру точки росы $P_{\text{нас}}(t_p)$:

$$x = 0,622 \frac{1P_{\text{нас}}(t_p)}{P - 1P_{\text{нас}}(t_p)}. \quad (10.4)$$

Из трансцендентного уравнения (10.4) может быть найдено значение t_p , что, однако, можно сделать лишь численными методами с учетом зависимости $P_{\text{нас}}$ от температуры, поскольку эта зависимость в достаточно широком интервале температур известна не в виде какой-либо компактной формулы, а только в форме так называемых паровых таблиц. (При практических расчетах значения температуры точки росы t_p легко находятся по диаграмме состояния влажного воздуха (рис. 10.2), как показано на рис. 10.3, а.)

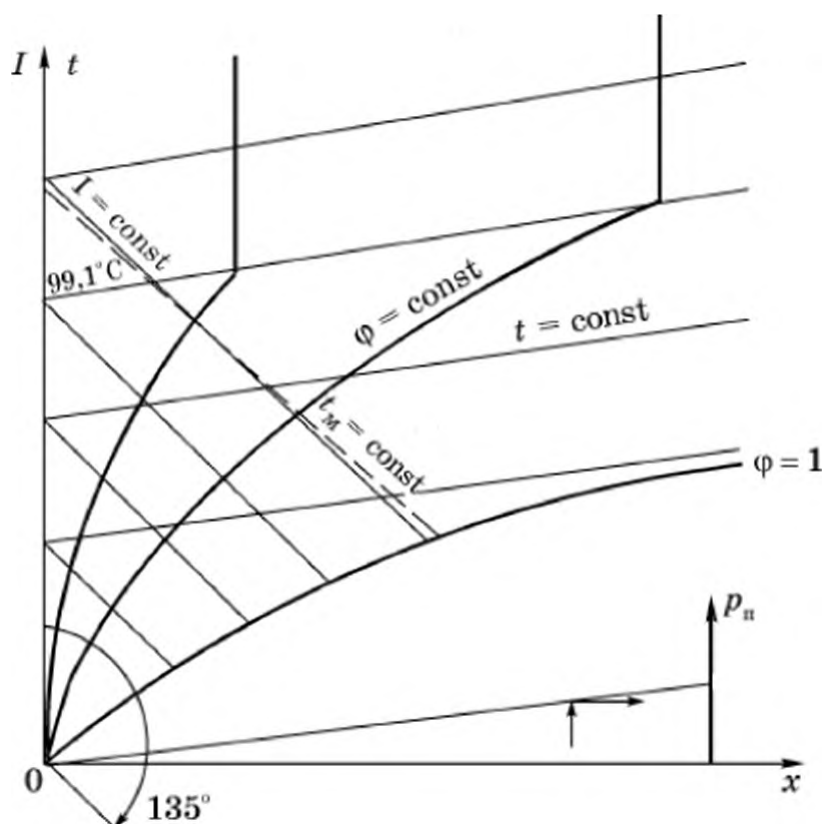


Рис. 10.2. Диаграмма равновесного состояния паровоздушной смеси (диаграмма Рамзина)

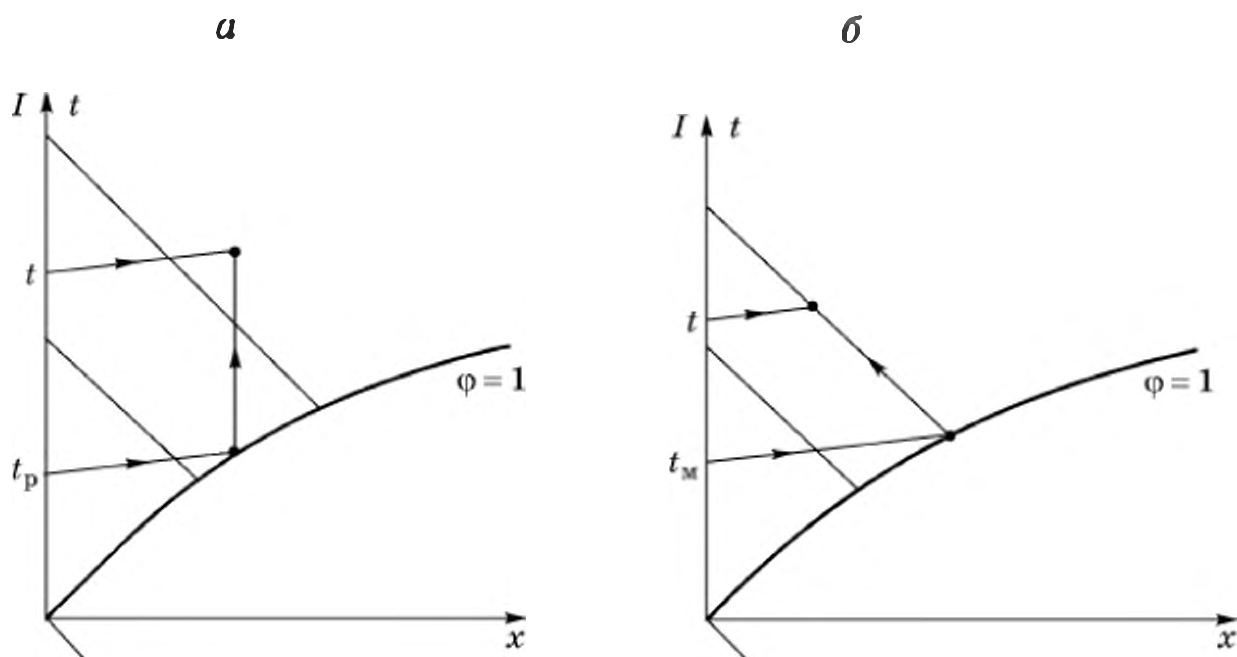


Рис. 10.3. Определение параметров влажного воздуха по известным значениям температуры и температуры точки росы (а), температуры и температуры мокрого термометра (б)

Понятие температуры точки росы используется для экспериментального определения значения влагосодержания влажного воздуха. Дело в том, что непосредственное измерение величины влагосодержания (x) газов не представляется возможным ввиду отсутствия надежных датчиков, реагирующих на влагосодержание воздуха. Поэтому измеряется значение температуры точки росы, а потом по соотношению (10.4) или по диаграмме состояния определяется величина влагосодержания x . Температура t_p измеряется с помощью термопары (или терморезистора), заделанной в полированную металлическую поверхность, охлаждаемую с противоположной стороны хладагентом с постепенно понижающейся температурой. Значение температуры t_p фиксируется термопарой в момент появления на полированной поверхности росы (слоя мелких капелек), что определяется с помощью несложного оптического приспособления, например по снижению яркости отражаемого поверхностью светового луча.

Еще одна специфическая температура, характеризующая свойства влажного воздуха, – *температура влажного термометра* (адиабатического насыщения). Это температура паровоздушной смеси, которую она будет иметь по достижении насыщенного состояния, если смесь охлаждать при постоянном значении ее энтальпии. Иными словами, это температура, при которой прекратится испарение жидкости, находящейся в контакте с первоначально ненасыщенной смесью, когда смесь становится насыщенной, а испарение происходило за счет теплоты самой паровоздушной смеси при ее постоянной энтальпии.

Значение температуры мокрого термометра t_m находится из системы двух алгебраических уравнений, первое из которых –

это соотношение (10.2), записываемое для достигнутого состояния насыщения ($x_{\text{нас}}$) при температуре t_m , а второе соответствует условию охлаждения смеси при постоянном значении ее энтальпии ($I = I_{\text{нас}}$):

$$\left. \begin{aligned} x_{\text{нас}} &= 0,622 \frac{1P_{\text{нас}}(t_m)}{\Pi - 1P_{\text{нас}}(t_m)} \\ c_{\text{вх}} t + (r_0 + c_{\text{п}} t)x &= c_{\text{мх}} t_m + (r_0 + c_{\text{п}} t_m)x_{\text{нас}} \end{aligned} \right\} \quad (10.5)$$

В системе (10.5) две неизвестные величины — $x_{\text{нас}}$ и t_m , которые и находятся из этой трансцендентной системы численными методами при известных первоначальных параметрах паровоздушной смеси (t и x). (Практически система уравнений (10.5) решается с помощью диаграммы состояния, как это показано на рис. 10.3, б.)

Понятие температуры мокрого термометра также используется для определения влагосодержания x влажного воздуха. Для этого экспериментально измеряется значение t_m с помощью термометра или термопары (терморезистора), у которого баллончик с термометрической жидкостью (водой) постоянно поддерживается во влажном состоянии, для чего этот баллончик (или горячий спай термопары, или терморезистор) обернут тканью, второй конец которой опущен в воду. Капиллярными силами вода поднимается по ткани к баллончику и непрерывно испаряется с его поверхности; при этом теплота, необходимая для испарения, поступает из близлежащих слоев паровоздушной смеси, а образующиеся пары влаги насыщают прилегающий к поверхности испарения влажный воздух. Влажная ткань и термометрическая жидкость в баллончике термометра (или материалы горячего спая термопары) принимают температуру мокрого термометра t_m , которая и измеряется по шкале термометра (или по шкале вольтметра, подключенного к термопаре или к схеме терморезистора). Значения t_m и температуры t паровоздушной смеси подставляются в систему (10.5), откуда затем находятся искомые величины x и $x_{\text{нас}}$ (вместо численного решения системы (10.5) может быть использована диаграмма состояния влажного воздуха (см. рис. 10.2 и 10.3, б)). Такой способ определения влагосодержания воздуха называется психрометрическим, а пара термометров (или термопар), измеряющих значения t и t_m , — *психрометром*.

Для практических расчетов, обычно не требующих точности выше нескольких процентов, параметры смеси воздуха и водяного пара определяются по *диаграмме состояния* (см. рис. 10.2) паровоздушной смеси (*диаграмма Рамзина*), которая строится

на основе уравнений (10.1) – (10.5), связывающих все основные параметры влажного воздуха. В процессе построения диаграммы учитываются также зависимости теплоемкостей воздуха ($c_{вх}$) и водяного пара ($c_{п}$) от температуры. На диаграмме Рамзина все построения сделаны для среднегодового атмосферного давления средних европейских широт, принятого равным 745 мм рт. ст.

Отличительной особенностью диаграммы состояния влажного воздуха является то чисто техническое обстоятельство, что она построена в косоугольной системе координат, т. е. вертикальная ось, на которой откладываются значения энтальпии (I), и ось, соответствующая значениям влагосодержания воздуха (x), расположены не под прямым углом друг к другу, а под углом 135° . Это делается лишь для того, чтобы рабочее поле диаграммы, лежащее выше линии насыщенного воздуха $\varphi = 1$, занимало значительную часть площади диаграммы. В противном случае, при традиционном прямоугольном варианте кривая $\varphi = 1$ слишком круто поднималась бы вверх, что сделало бы рабочую площадь диаграммы между вертикальной осью I и линией $\varphi = 1$ слишком узкой, а нерабочая зона ниже линии $\varphi = 1$ занимала бы неоправданно большую площадь. При выбранной величине угла между осями I и x под кривой $\varphi = 1$ остается незначительная площадь для размещения вспомогательного графика зависимости парциального давления водяного пара ($p_{п}$) от влагосодержания (x) смеси.

В косоугольной системе линии $I = \text{const}$ располагаются параллельно действительной оси влагосодержания x . Однако на диаграмме изображается не сама действительная ось влагосодержания, а вспомогательная горизонтальная линия, на которую проектируются значения влагосодержаний смеси с действительной оси x .

Линии постоянной температуры паровоздушной смеси ($t = \text{const}$) оказываются практически прямыми, расположенными под небольшим положительным углом к горизонтали. На диаграмме обычно наносятся линии постоянных значений температуры мокрого термометра ($t_{\text{м}} = \text{const}$), которые вследствие учета относительно небольшой величины энтальпии жидкой воды ($c_{\text{в}}t$) оказываются расположенными под весьма небольшим углом к косым линиям постоянной энтальпии, чем, впрочем, часто можно пренебречь при инженерных расчетах процессов сушки.

Линии постоянной относительной влажности $\varphi = \text{const}$ при температуре $t = 99,1^\circ\text{C}$, соответствующей температуре кипения воды при давлении $\Pi = 745$ мм рт. ст., имеют резкий излом и при более высоких температурах идут практически вертикально вверх. Это объясняется тем, что при $t = 99,1^\circ\text{C}$ парциальное давление водяного пара становится равным общему давлению

$p_n = P_{\text{нас}} = 1$, тогда в уравнении (10.2) величина давления водяного пара сокращается и влагосодержание воздуха при данной относительной влажности остается неизменным: $x = 0,622\varphi/(1 - \varphi)$.

Если положение точки на диаграмме, соответствующее конкретному состоянию паровоздушной смеси, известно, то легко определяются все параметры влажного воздуха. В частности, для нахождения температуры мокрого термометра (t_m), согласно ее определению, необходимо от точки, соответствующей конкретному состоянию паровоздушной смеси (x, t), переместиться по линии $I = \text{const}$ (точнее – по линии $t_m = \text{const}$) до кривой насыщения $\varphi = 1$; изотерма, проходящая через найденную точку пересечения линий $I = \text{const}$ и $\varphi = 1$, дает значение температуры мокрого термометра, соответствующее заданному состоянию исходной смеси. Аналогично температура точки росы (t_p) находится перемещением от исходной точки также до линии насыщенного воздуха $\varphi = 1$, но по вертикали, т. е. по линии $x = \text{const}$.

Обратная задача – нахождение положения точки на диаграмме по известным значениям параметров паровоздушной смеси – требует знания любой пары параметров за исключением пар: (x, p_n), (x, t_p) и (p_n, t_p). Эти три параметра связаны друг с другом однозначно, что следует из формулы (10.4) непосредственно и из формулы (10.2), если в последней использовать равенство $p_n = \varphi P_{\text{нас}}$. Практический интерес представляет нахождение положения точки по показаниям психрометра (по паре температур t и t_m) и по другой паре двух температур t и t_p , также определяемой экспериментально. Схема нахождения положения точки по известным значениям пар (t, t_m) и (t, t_p) показана на рис. 10.3, а и б.

10.2. МАТЕРИАЛЬНЫЙ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНСЫ ПРОЦЕССА КОНВЕКТИВНОЙ СУШКИ

Уравнение материального баланса обычно определяет количество необходимого сушильного агента (воздуха или топочных газов) для удаления известного количества испаряемой из материала влаги.

Предварительно отметим, что относительное количество влаги в материалах может быть выражено как через понятие *влажности* u , (кг вл.)/(кг вл. мат.), при котором количество влаги в материале относится к общей массе влажного материала (кг вл. мат.), так и через понятие *влагосодержания* u' , (кг вл.)/(кг сух. мат.), при котором та же влага в материале относится только к массе абсолютно сухого материала.

Соотношение между u и u' легко получить, если рассмотреть массу $(1 + u')$ кг влажного материала, содержащего 1 кг сухого

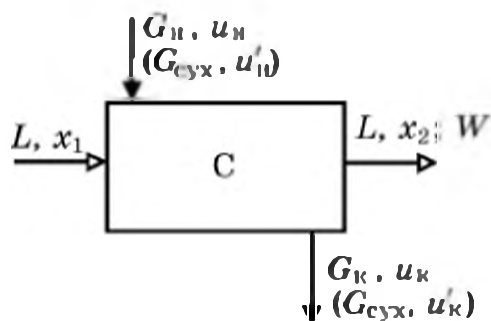


Рис. 10.4. К материальному балансу непрерывного процесса сушки (уравнения (10.6), (10.7))

материала и u' кг влаги, приходящейся на этот 1 кг абсолютно сухого материала. Влажность этого материала, согласно определению, записывается как отношение количества влаги в нем к его общей массе: $u = u'/(1 + u')$. Решение относительно влагосодержания дает $u' = u/(1 - u)$.

Материальный баланс конвективной сушилки непрерывного действия (рис. 10.4) состоит в равенстве массы поступающего материала G_n сумме масс высушенного материала G_k и удаляемой из материала (из аппарата) влаги W :

$$G_n = G_k + W. \quad (10.6)$$

Еще одно балансовое соотношение соответствует равенству массы абсолютно сухого материала $G_{сух}$ на входе и на выходе из сушильного аппарата:

$$G_n(1 - u_n) = G_k(1 - u_k) = G_{сух}. \quad (10.7)$$

Количество удаляемой из материала влаги W , кг/с, может быть определено по различным соотношениям, следующим из балансовых равенств (10.6), (10.7):

$$W = G_n \frac{u_n - u_k}{1 - u_k} = G_k \frac{u_n - u_k}{1 - u_n} = G_{сух}(u'_n - u'_k). \quad (10.8)$$

Если значения u и u' выражены не в долях от единицы, а в процентах, то в формулах (10.7) и (10.8) вместо единицы следует использовать 100, а в пересчетных соотношениях для влагосодержаний и влажностей – добавлять множитель 100.

Материальный баланс по влаге в сушильном агенте, расход которого L , кг сух. вх/с, – это равенство количества влаги, выносимой сушильным агентом из сушильного аппарата, Lx_2 суммарному количеству влаги, входящей с исходным сушильным агентом, Lx_1 и количеству влаги, получаемому сушильным агентом от материала W (см. рис. 10.4): $Lx_2 = Lx_1 + W$, откуда

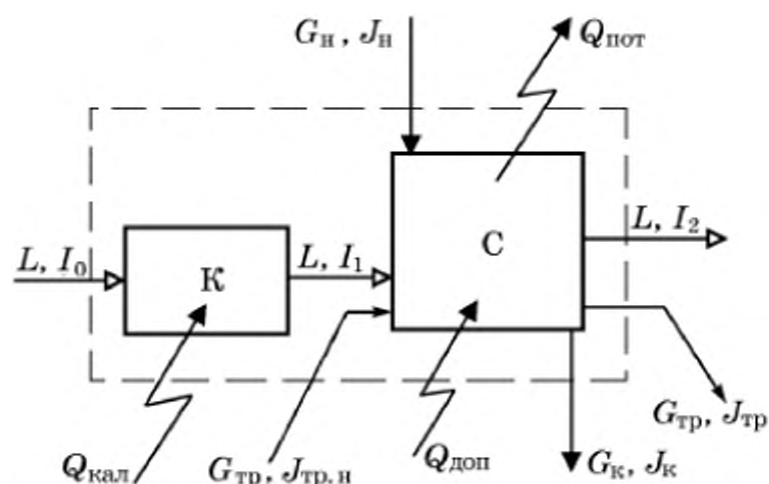
$$W = L(x_2 - x_1), \text{ или } L = W/(x_2 - x_1). \quad (10.9)$$

Вводится понятие *удельного расхода сухого сушильного агента* (воздуха), т. е. расхода, отнесенного к единице (одному килограмму) удаляемой из материала влаги l , кг сух. вх/кг исп. вл.:

$$l = L/W = 1/(x_2 - x_1). \quad (10.10)$$

Согласно соотношению (10.10) величина удельного расхода сушильного агента зависит только от его конечного и начального влагосодержаний.

Рис. 10.5. К тепловому балансу нормального варианта процесса сушки (уравнение (10.11))



Уравнение теплового баланса процесса конвективной сушки составим для наиболее простой схемы сушильной установки – для так называемого *нормального сушильного варианта*,

в который входит калорифер (К) и сушильный аппарат (С), последовательно проходимые сушильным агентом (рис. 10.5). В калорифере сушильный агент (чаще – воздух атмосферных параметров) получает теплоту ($Q_{\text{кал}}$) от какого-либо источника теплоты, например от греющего пара.

Уравнение теплового баланса непрерывного процесса сушки составляется для всей установки в целом (контур, представленный на рис. 10.5 пунктиром), для чего приравниваются все входящие в установку количества теплоты (левая часть равенства (10.11)) всем выходящим количествам теплоты (правая часть равенства):

$$Q_{\text{кал}} + LI_0 + G_n J_n + G_{\text{тр}} J_{\text{тр. н}} + Q_{\text{доп}} = LI_2 + G_k J_k + G_{\text{тр}} J_{\text{тр. к}} + Q_{\text{пот}}, \quad (10.11)$$

где $G_{\text{тр}}$ – масса поступающих в сушилку и выходящих из нее в единицу времени транспортных средств, на которых влажный материал перемещается внутри аппарата (вагонетки, ленточный транспортер и т. п.), кг/с; $J_{\text{тр. н}}$ и $J_{\text{тр. к}}$ – энтальпии транспортных средств на входе и выходе из сушильного аппарата, Дж/кг; $Q_{\text{доп}}$ – теплота, которая может дополнительно вводиться непосредственно в сушильном аппарате, Вт; $Q_{\text{пот}}$ – потери теплоты в окружающую среду, Вт; J_n и J_k – энтальпии материала на входе и выходе из аппарата, Дж/(кг мат.); I_0 и I_2 – энтальпии сушильного агента на входе в калорифер и на выходе из сушилки, Дж/(кг сух. вх); L – расход сушильного агента, кг сух. вх/с.

Уравнение теплового баланса (10.11) обычно решается относительно количества теплоты, которое необходимо подводить к сушильному агенту в калорифере $Q_{\text{кал}}$:

$$Q_{\text{кал}} = L(I_2 - I_0) + G_k J_k - G_n J_n + G_{\text{тр}}(J_{\text{тр. к}} - J_{\text{тр. н}}) + Q_{\text{пот}} - Q_{\text{доп}}. \quad (10.12)$$

Из соотношения (10.12) следует, что теплота, которая должна быть подведена к сушильному агенту в калорифере, расходуется на повышение энтальпии сушильного агента от I_0 до I_2 , на нагрев материала, на нагрев возможных транспортных средств, на компенсацию тепловых потерь в окружающую среду. Теплота

$Q_{\text{доп}}$ уменьшает необходимое количество вводимой в калорифере основной теплоты $Q_{\text{кал}}$.

Обычно при конвективной сушке основным по величине является первое слагаемое уравнения теплового баланса (10.12), которое в неявной форме содержит теплоту, расходуемую на испарение влаги из высушиваемого материала. Тогда, обозначая всю группу оставшихся слагаемых символом Δ , соотношение (10.12) можно переписать в компактном виде:

$$Q_{\text{кал}} = L(I_2 - I_0) + \Delta. \quad (10.13)$$

С другой стороны, можно записать тепловой баланс отдельно для калорифера; при этом сделаем предположение о том, что с наружной поверхности калорифера не происходит потерь теплоты в окружающую среду (такое предположение основано на том обстоятельстве, что наружная поверхность хорошо теплоизолированных калориферов обычно много меньше наружной поверхности сушильного аппарата и поэтому потери теплоты $Q_{\text{пот}}$ с поверхности всей установки можно отнести к поверхности только одной сушилки). Тогда подводимая в калорифере теплота полностью расходуется на повышение энтальпии сушильного агента:

$$Q_{\text{кал}} = L(I_1 - I_0). \quad (10.14)$$

Правые части соотношений (10.13) и (10.14) оказываются, таким образом, равными:

$$L(I_2 - I_0) + \Delta = L(I_1 - I_0). \quad (10.15)$$

Из выражения $\Delta = G_k J_k - G_n J_n + G_{\text{тр}}(J_{\text{тр.к}} - J_{\text{тр.н}}) + Q_{\text{пот}} - Q_{\text{доп}}$ следует, что вполне реальной может оказаться такая ситуация, когда дополнительно подводимая непосредственно в сушилку теплота $Q_{\text{доп}}$ компенсирует затраты теплоты на нагревание материала, на нагревание транспортных средств и на потери теплоты в окружающую среду. Здесь следует еще иметь в виду, что первое и второе слагаемые в выражении для Δ могут быть близкими по значению, поскольку увеличение энтальпии нагретого высушенного материала ($J_k > J_n$) частично компенсируется убылью общей массы высушенного материала ($G_k < G_n$). Кроме того, транспортные средства во многих сушильных аппаратах отсутствуют (см. далее).

Сушильный аппарат, для которого можно принять $\Delta = 0$, называется *теоретической сушилкой*. Для такого аппарата из равенства (10.15) следует $I_2 = I_1$, т. е. в теоретической сушилке энтальпия сушильного агента не изменяется.

На первый взгляд, это кажется не очень понятным, поскольку температура сушильного агента при прохождении им сушильного аппарата уменьшается, а значения энтальпии и воздуха, и пара пропорциональны температуре (см. соотношение (10.3)). Но одно-

временно с понижением температуры происходит увеличение количества водяных паров (x), приходящихся на 1 кг сухого воздуха, что и компенсирует понижение температуры сушильного агента, сохраняя постоянным значение энтальпии влажного сушильного агента, которая относится к одному килограмму сухой основы воздуха. Иными словами, в теоретической сушилке теплота, отдаваемая сушильным агентом влажному материалу, возвращается в сушильный агент в том же количестве с теплотой испаренной влаги.

При анализе сушильных процессов широко используется понятие *удельного расхода теплоты* (q), затрачиваемой на испарение одного килограмма влаги из материала, т. е. $q = Q_{\text{кал}}/W$. Подставляя в это определяющее равенство выражение для $Q_{\text{кал}}$ из общего равенства (10.13), получим

$$q = Q_{\text{кал}}/W = L(I_2 - I_1)/W + \Delta/W = l(I_2 - I_1) + \delta, \quad (10.16)$$

где $l = L/W$ – удельный расход сушильного агента (см. соотношение (10.10)), $\delta = \Delta/W$ – удельные затраты теплоты на нагревание материала, транспортных средств и на компенсацию теплотерь, отнесенные к 1 кг испаряемой из материала влаги, Дж/(кг исп. вл.) (для теоретической сушилки $\delta = 0$).

Значение удельного расхода теплоты q характеризует экономичность конкретного процесса сушки. Однако при термической сушке существует физический минимум, ниже которого значение удельного расхода теплоты быть не может. Это связано с величиной удельной теплоты испарения (r , Дж/кг) влаги, удаляемой из материала, поскольку при термической сушке удаляемую влагу как минимум необходимо перевести из состояния жидкой фазы в фазу паровую.

Показателем экономичности процесса термической сушки является *термический коэффициент полезного действия* (КПД):

$$\eta = r/q, \quad (10.17)$$

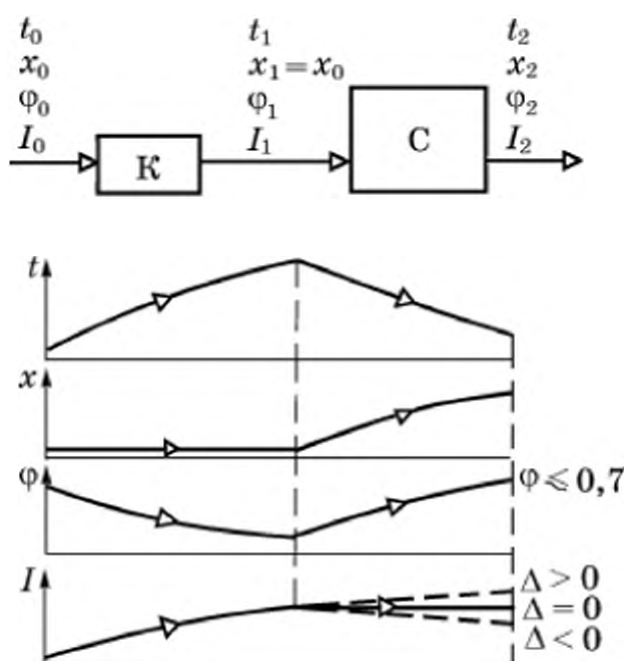
где удельный расход теплоты на сушку q превышает удельную теплоту испарения влаги r на величину затрат теплоты на нагревание материала, транспортных средств, на потери теплоты с поверхности сушилки в окружающую среду и на теплоту, теряемую с отходящим из сушилки сушильным агентом. Для теоретической сушилки ($\Delta = \delta = 0$) неравенство $q > r$ (т. е. $\eta < 1$) также сохраняется за счет отвода теплоты из сушилки с отходящим сушильным агентом, имеющим температуру $t_2 > t_0$. Более того, чаще всего в процессах конвективной сушки основные потери теплоты – это потери с отходящим сушильным агентом.

10.3. ОСНОВНЫЕ ВАРИАНТЫ ПРОЦЕССОВ СУШКИ

При прохождении калорифера воздух не изменяет своего влагосодержания ($x_1 = x_0$), поскольку в калорифере он не получает и не отдает влагу, а лишь получает теплоту. Температура воздуха и его энтальпия увеличиваются, а относительная влажность ϕ , наоборот, значительно уменьшается вследствие быстрого увеличения предельной влаговоспринимающей способности воздуха с увеличением температуры, т. е. из-за увеличения значения $P_{\text{нас}}(t)$ в соотношении (10.1).

Попадая после калорифера в сушильный аппарат, воздух с энтальпией I_1 и повышенной температурой t_1 контактирует с влажным материалом, передает ему значительную часть физической теплоты и, в свою очередь, получает от высушиваемого материала влагу; при этом температура воздуха уменьшается, а относительная влажность ϕ и влагосодержание x воздуха увеличиваются. Относительная влажность увеличивается за счет повышения парциального давления пара p_p и одновременного уменьшения давления насыщенного пара $P_{\text{нас}}$ по мере понижения температуры воздуха (см. соотношение (10.1)).

Изменение основных параметров воздуха в *нормальном сушильном варианте*, соответствующем простой последовательности калорифера и сушильного аппарата, показано на рис. 10.6. На нижнем графике изменение энтальпии сушильного агента в аппарате представлено в трех вариантах: для теоретической сушки ($I = \text{const}$ и $\Delta = 0$); для случая, когда дополнительный подвод теплоты превышает потери на нагревание материала, транспортных средств и потери с поверхности сушки ($\Delta > 0$) и происходит возрастание энтальпии, и для обратного варианта ($\Delta < 0$), что соответствует уменьшению энтальпии сушильного агента.

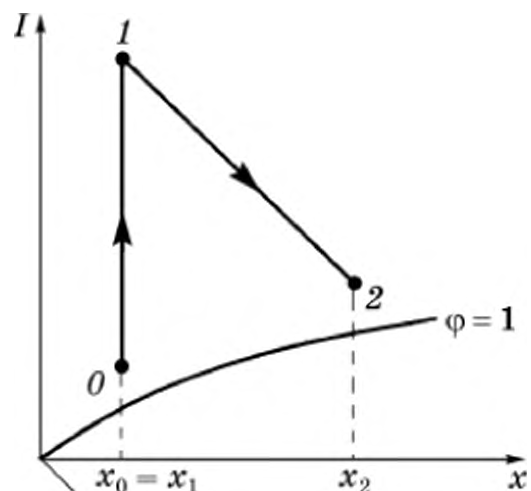


Для расчетов удельных количеств воздуха и теплоты по формулам (10.10) и (10.16) требуются данные о влагосодержании и энтальпиях сушильного агента до и после калорифера и после сушки, которые находятся относительно легко с помощью изображения

Рис. 10.6. Распределение параметров влажного воздуха в нормальном сушильном варианте

Рис. 10.7. Изменение параметров влажного воздуха в диаграмме состояния (нормальный сушильный вариант)

процесса в диаграмме состояния. Процесс нагревания воздуха в калорифере соответствует вертикальной линии постоянного влагосодержания $x_1 = x_0$ (рис. 10.7). Изменение параметров воздуха в теоретической сушилке ($\Delta = 0$) происходит по линии постоянной энтальпии $I_2 = I_1$, при этом, как видно



из рисунка, уменьшается температура и увеличиваются влагосодержание и относительная влажность сушильного агента.

Нормальный сушильный вариант представляет собой самую простую схему конвективной сушки, которая, однако, не всегда может быть использована для сушки материалов, не допускающих контакта с сушильным агентом слишком высокой температуры. Действительно, чтобы передать высушиваемому материалу значительное количество теплоты, сушильный агент должен сам получить эту теплоту (плюс теплоту потерь и теплоту отходящего из аппарата сушильного агента) в калорифере. Но чем больше подводимая к воздуху теплота, тем до более высокой температуры (t_1) он окажется нагретым на выходе из калорифера, а значит, и на входе в сушилку.

Большое количество термически нестабильных материалов недопустимо изменяют свои свойства при контакте с воздухом высокой температуры (большинство химико-фармацевтических материалов, продукты биологического происхождения в пищевой промышленности и т. п.). Чтобы понизить максимальную температуру сушильного агента без уменьшения количества вносимой в сушилку теплоты, нагревание агента производят не однократно, а за два, три или за более большее количество раз, а в промежутках между последовательными подогревами сушильный агент передает получаемую им теплоту высушиваемому материалу. Это так называемый вариант конвективной сушки с *промежуточным подогревом воздуха*, блок-схема которого для простейшего варианта однократного промежуточного подогрева представлена на рис. 10.8, а изображение в диаграмме состояния – на рис. 10.9.

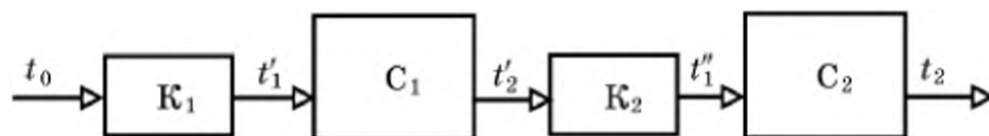


Рис. 10.8. Блок-схема установки для сушки с промежуточным подогревом сушильного агента

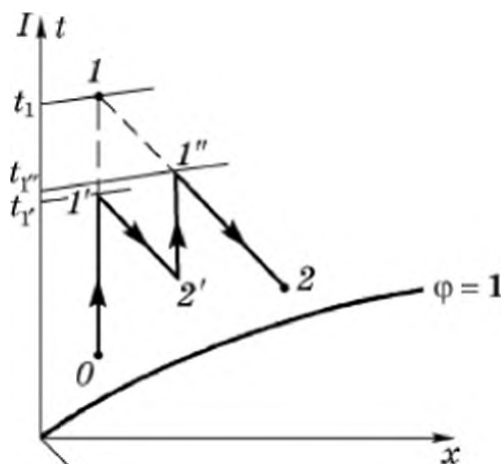


Рис. 10.9. Изменение параметров сушильного агента в диаграмме состояния при промежуточном подогреве

Из рисунков видно, что, во-первых, вариант с промежуточным подогревом представляет собой как бы два (в общем случае и более) последовательно соединенных нормальных сушильных варианта; во-вторых, и это главное, что максимальная температура здесь (t_1 и t_1'') значительно ниже, чем необходимое значение максимальной температуры (t_1), которое требовалось бы в нормальном варианте сушки при тех же начальных (точка 0) и конечных (точка 2) параметрах воздуха.

Существенно, что как удельные, так и общие расходы воздуха и теплоты и величина термического КПД процесса сушки, согласно расчетным соотношениям (10.10), (10.16), (10.9), (10.13) и (10.17), зависят только от начального и конечного состояний (параметров) сушильного агента (точки 0 и 2), и поэтому при промежуточном подогреве все эти величины остаются такими же, какими они были бы и в нормальном сушильном варианте при сохранении одинаковых положений точек 0 и 2.

В некоторых случаях в промышленной практике приходится высушивать изделия из таких материалов, которые не допускают контакта не только с излишне горячим, но и со слишком сухим сушильным агентом. Так, например, изделия из некоторых сортов древесины или из керамических материалов при их сушке в среде сухого воздуха могут растрескиваться. Напомним, что после изогидрического подогрева в калорифере исходный атмосферный воздух, как правило, имеет весьма низкую относительную влажность, обычно $\varphi_1 \leq 0,003-0,004$.

Для повышения относительной влажности и величины влагосодержания воздуха с одновременным понижением его температуры на входе в сушильный аппарат используют вариант с *частичной рециркуляцией сушильного агента*, при котором часть выходящего из сушилки воздуха повышенного влагосодержания ($x_2 > x_1$) возвращается в установку и после смешения его со свежим атмосферным воздухом поступает на подогрев в калорифер (рис. 10.10).

Запишем соотношения материального баланса по влаге в сушильном агенте и теплового баланса для точки М смешения воздуха атмосферных параметров (индекс 0) и воздуха параметров точки 2. Пусть в точку М возвращается L_n кг сухого воздуха, где

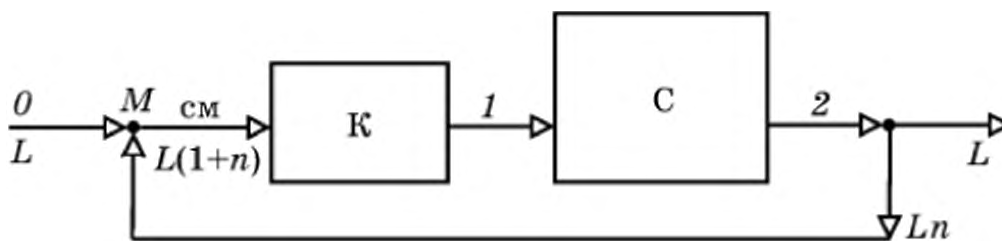


Рис. 10.10. Блок-схема установки с частичной рециркуляцией сушильного агента

n – доля воздуха, возвращаемого в установку, от его общего расхода L , поступающего из окружающей среды.

Смысл баланса по влаге состоит в том, что для установки, работающей в стационарном режиме, суммарная масса влаги, поступающей в точку смешения с атмосферным воздухом и с возвращаемым воздухом, должна быть равна массе влаги, выходящей из точки M смешения с параметрами смеси (индекс “см”):

$$Lx_0 + Lnx_2 = L(1 + n)x_{\text{см}}. \quad (10.18)$$

Аналогично записывается баланс энтальпии:

$$LI_0 + LnI_2 = L(1 + n)I_{\text{см}}. \quad (10.19)$$

Система уравнений материального и теплового балансов обычно решается относительно энтальпии смеси:

$$I_{\text{см}} = \frac{I_0 + nI_2}{x_0 + nx_2} x_{\text{см}}. \quad (10.20)$$

Соотношение (10.20) представляет собой уравнение прямой линии в координатах $I_{\text{см}} - x_{\text{см}}$; следовательно, точка, соответствующая параметрам смеси, лежит на прямой, соединяющей в диаграмме состояния точки 0 и 2.

Изменение параметров сушильного агента при сушке с частичным его возвратом представлено на рис. 10.11, из которого следует, что в сушильный аппарат воздух поступает с параметрами t_1 и $x_1 = x_{\text{см}}$. При этом значение температуры t_1 ниже той, которая была бы при использовании нормального сушильного варианта (t_1), а влагосодержание $x_{\text{см}}$, наоборот, выше влагосодержания исходного воздуха ($x_{\text{см}} > x_0$). Можно сказать, что при частичной рециркуляции возвращаемый воздух является своего рода дополнительным подогревателем исходного сушильного агента, одновременно еще и увлажняющим его.

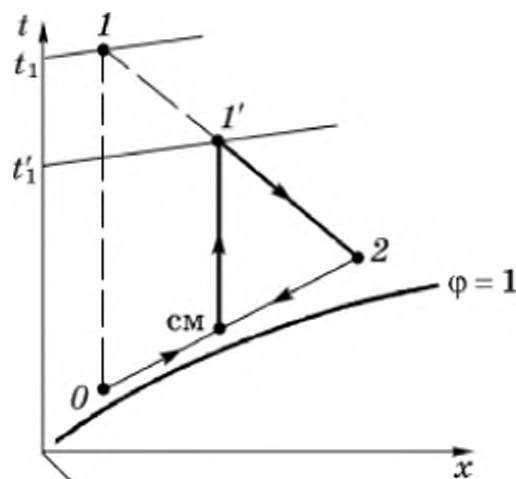


Рис. 10.11. Изображение процесса сушки с частичной рециркуляцией сушильного агента в диаграмме состояния

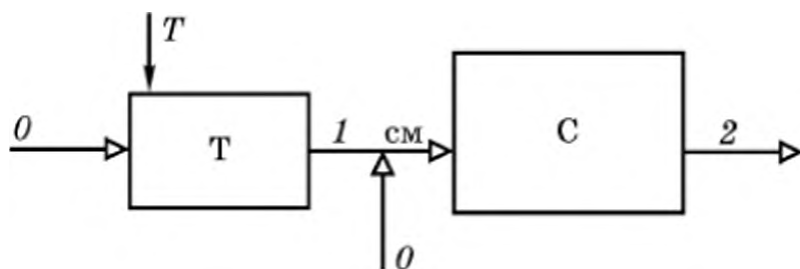


Рис. 10.12. Блок-схема установки для сушки топочными газами

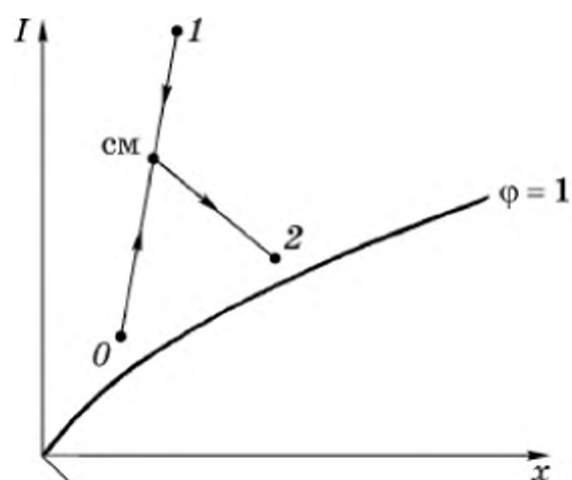
Большой объем воздуха, проходящего через калорифер и через

сушильный аппарат, приводит к повышению линейной скорости его движения, что повышает интенсивность процессов теплопередачи от греющей поверхности в калорифере к сушильному агенту и от сушильного агента к поверхности влажного материала в сушильном аппарате.

Распространенный вариант процесса конвективной сушки – использование в качестве сушильного агента топочных газов, что возможно для материалов, допускающих непосредственный контакт с продуктами сгорания углеводородных топлив T , содержащими примеси золы и сажи. Такой способ не требует специального калорифера, как это было во всех предыдущих вариантах сушки; роль калорифера здесь выполняет топка (T , рис. 10.12). Вариант *сушки топочными газами* в отличие от рассмотренных является автономным, т. е. не связанным с необходимостью использования постороннего теплоносителя для обогрева калорифера.

На рис. 10.13 показано изменение параметров сушильного агента в диаграмме состояния. Параметры топочных газов на выходе из топки соответствуют положению точки 1; помимо высокой температуры (t_1) топочные газы обладают повышенным по сравнению с атмосферным воздухом влагосодержанием ($x_1 > x_0$) за счет паров влаги, образующихся при окислении водородсодержащей части топлива.

Температура топочных газов (t_1) обычно составляет (см. гл. 3) величину порядка 800–1300 °С, которая для подавляющего большинства сушимых материалов слишком высока; поэтому перед входом в сушильный аппарат топочные газы в значительной степени разбавляются воздухом с атмосферными параметрами. Точка,



соответствующая параметрам смеси “см”, как и при сушке с частичной рециркуляцией сушильного агента, лежит на прямой, соединяющей точки 0 и 1. Затем следует изменение параметров сушильного агента по линии

Рис. 10.13. Изображение процесса сушки топочными газами в диаграмме состояния

постоянной энтальпии (для теоретической сушилки) от точки “см” до точки 2.

Во всех рассмотренных вариантах процессов конвективной сушки для простоты предполагалось, что изменение параметров сушильного агента непосредственно в сушильном аппарате происходит по линии постоянной энтальпии ($I = \text{const}$). Ранее было показано, что в теоретической сушилке изоэнтальпийный процесс соответствует равенству нулю величины Δ в балансовом соотношении (10.15), т. е. фактическому отсутствию суммарных потерь теплоты или компенсации всех потерь дополнительным подводом теплоты в самом сушильном аппарате.

Для *реального сушильного аппарата*, в котором величина Δ может быть как больше, так и меньше нуля, процесс изменения параметров сушильного агента происходит не по линии $I = \text{const}$, а иначе.

Уравнение теплового баланса для калорифера (10.14) запишем, поделив его правую и левую части на количество удаляемой из материала влаги W и используя выражение (10.10) для удельного расхода сушильного агента: $q = Q_{\text{кал}}/W = (I_1 - I_0)/(x_2 - x_0)$.

Сравнивая это уравнение с полученным ранее соотношением (10.16) и вводя формальную замену параметров сушильного агента на выходе из сушилки на текущие значения ($I_2 \rightarrow I$ и $x_2 \rightarrow x$), получим:

$$\delta = \frac{(I_1 - I)}{(x - x_1)}, \quad (10.21)$$

где дополнительно использовано равенство влагосодержаний сушильного агента до и после калорифера ($x_0 = x_1$).

Равенство (10.21) представляет собой уравнение прямой линии в координатах $I - x$, следовательно, в диаграмме состояния сушильного агента изменение его параметров для реального процесса сушки будет происходить по некоторой прямой линии, которая, однако, не совпадает с линией постоянной энтальпии, как это было для теоретической сушилки.

Построение линии сушки в диаграмме Рамзина рассмотрим на простом примере нормального сушильного варианта (рис. 10.14). На линии $I_1 = \text{const}$ отмечается произвольная точка А, положение которой с помощью горизонтальной линии проектируется на вертикальную прямую 0-1, где отмечается соответствующая точка В. Теперь производится запись влагосодержаний и энтальпий через длины отрезков \overline{AB} и \overline{AC} мм, и масштабы m_x и m_I [(кг вл.)/(кг сух. вх))/мм и (Дж/(кг сух. вх))/мм], соответствующие используемой диаграмме:

$$x - x_1 = \overline{AB} m_x; \quad I_1 - I = \overline{AC} m_I, \quad (10.22)$$

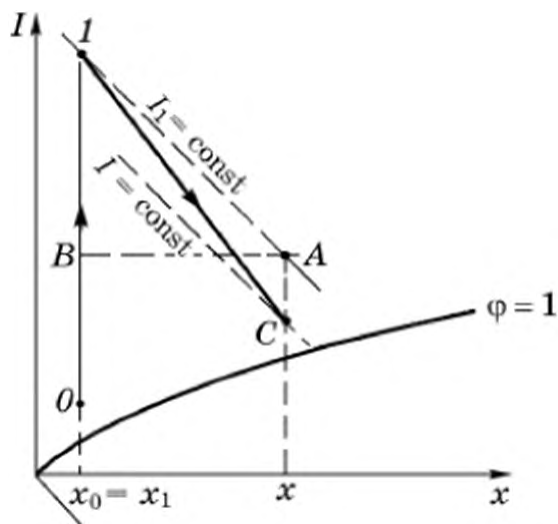


Рис. 10.14. Изменение параметров сушильного агента для реальной сушилки (нормальный сушильный вариант)

где искомая точка C принадлежит той исходящей из точки 1 прямой линии, которая соответствует изменению параметров сушильного агента в реальной сушилке с известными удельными потерями теплоты δ , Дж/(кг удал. вл.). Равенства (10.22) подставляются в соотношение (10.21),

которое затем решается относительно длины искомого отрезка \overline{AC} :

$$\overline{AC} = \overline{AB}(m_x/m_l)\delta. \quad (10.23)$$

Таким образом, положение реальной прямой линии, соответствующей изменению параметров сушильного агента в реальной сушилке с известной величиной относительных потерь теплоты δ , находится в такой последовательности: на линии $I_1 = \text{const}$, проводимой из точки 1 , отмечается произвольная точка A и измеряется длина отрезка \overline{AB} ; по соотношению (10.23) вычисляется длина отрезка \overline{AC} , которая откладывается вниз от точки A ; через найденную таким образом точку C и точку 1 проводится искомая прямая линия изменения параметров воздуха в реальной сушилке с уменьшающимися значениями энтальпии ($I < I_1$). Если относительные потери теплоты δ отрицательны, что соответствует превышению дополнительно подводимой в сушилке теплоты $Q_{\text{дон}}$ над всеми суммарными теплотопотерями, то отрезок \overline{AC} следует откладывать вверх от точки A . В таких случаях значение энтальпии сушильного агента при прохождении его вдоль реальной сушилки увеличивается.

10.4. КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ СУШКИ

Рассмотрев нахождение параметров сушильного агента, его расхода и количества необходимой теплоты по уравнениям материального и теплового баланса, мы не затрагивали еще одной важной стороны процесса – скорости удаления влаги из материала, т. е. развития процесса обезвоживания во времени. Анализ скорости перемещения влаги и теплоты внутри капиллярно-пористых материалов в процессе сушки, а также скорости удаления влаги с наружной поверхности влажного материала и

подвода теплоты к наружной поверхности материала – эта значительно более сложная задача относится к области *кинетики сушки*.

Термическая сушка представляет собой весьма сложный процесс совместного переноса массы и теплоты внутри и вне капиллярно-пористых материалов, сопровождающийся фазовым переходом влаги из жидкого и адсорбированного состояния внутри влажного материала в паровую фазу. Теплота, необходимая для испарения влаги, при конвективной сушке передается вначале от потока горячего сушильного агента к наружной поверхности материала. Затем теплота переносится внутри капиллярно-пористого материала за счет двух элементарных механизмов: теплопроводности и конвекции (см. гл. 3), т. е. вследствие образующегося градиента температуры по толщине материала и за счет возникающего в процессе сушки перемещения жидкой и паровой фаз влаги внутри пористой структуры. По сравнению с относительно простыми задачами теплообмена, рассматриваемыми в гл. 3, здесь кондуктивный поток теплоты (см. закон теплопроводности (3.1)) распространяется параллельными потоками как по твердой основе (скелету) капиллярно-пористого материала, так и по влаге, заполняющей в форме жидкой и паровой фаз пространство пор. Оценка конвективных потоков теплоты (см. формулу (3.2)) здесь также существенно затруднена тем обстоятельством, что значения скоростей перемещения жидкой и паровой фаз по капиллярам не являются заданными величинами, но сами представляют собой функции происходящего сложного процесса сушки.

10.4.1. ПЕРЕНОС ВЛАГИ ВНУТРИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Перенос влаги внутри капиллярно-пористых материалов оказывается весьма сложным. Анализ показывает, что процесс переноса массы в такого рода материалах может происходить за счет более чем десяти одновременно действующих физических эффектов, из которых основную роль в большинстве случаев играют: обычное вязкое течение влаги по капиллярам под действием разности давлений, возникающих внутри пористой структуры влажного материала вследствие процессов внутреннего испарения влаги и возможной конденсации ее паров; капиллярное течение жидкой фазы, вызываемое силами поверхностного натяжения внутри тонких пор переменного сечения; специфическое для неизотермических процессов сушки так называемое термоградиентное течение жидкой фазы в направлении уменьшающейся температуры (обычно в направлении от наружной поверхности

в глубь материала). Термоградиентное течение вызывается сильной зависимостью величины поверхностного натяжения жидкости от температуры, в результате чего во внутренних зонах материала, где температура ниже и поверхностное натяжение больше, величина капиллярного давления превышает таковое для приповерхностных зон влажного материала, что и приводит к перемещению жидкой фазы в капилляре.

Уже три этих основных механизма перемещения влаги показывают, что непосредственный теоретический анализ движения влаги по непрямым, непрерывно изменяющим свою форму капиллярам, да еще с учетом параллельно происходящих процессов переноса теплоты практически не представляется возможным.

Существующая в настоящее время наиболее общая теория внутреннего тепло- и массопереноса внутри капиллярно-пористых материалов базируется на понятии некоторого единого *потенциала переноса влаги* (θ), объединяющего все потенциалы возможных элементарных видов переноса, при этом суммарный поток влаги \vec{j} записывается аналогично закону теплопроводности Фурье (3.1) через градиент потенциала и коэффициент влагопроводности λ_m капиллярно-пористого материала:

$$\vec{j} = -\lambda_m \text{grad} \theta. \quad (10.24)$$

По аналогии с тепловыми процессами, где потенциал переноса теплоты (т. е. температура t) связан с понятием теплосодержания I через теплоемкость c : $I = ct$, в теории массопереноса внутри капиллярно-пористых материалов влагосодержание u связывается с потенциалом переноса влаги θ через понятие влагоемкости c_m : $u = c_m \theta$. Величина c_m характеризует свойство капиллярно-пористого материала увеличивать значение потенциала переноса влаги при сообщении материалу единичного количества влаги (аналогично тому, как теплоемкость вещества определяет, сколько теплоты необходимо подвести к веществу, чтобы его температура повысилась на один градус).

Потенциал переноса влаги θ зависит в основном от температуры и влагосодержания материала, при этом поток внутри капиллярно-пористого материала оказывается функцией локальных значений градиентов влагосодержания и температуры:

$$\vec{j} = -a_m \rho (\text{grad} u + \delta_m \text{grad} \theta). \quad (10.25)$$

Здесь $a_m = \lambda_m / (\rho c_m)$ – коэффициент потенциалопроводности капиллярно-пористого материала (аналог коэффициента температуропроводности $a = \lambda / (\rho c)$); $\delta_m = c_m (\partial \theta / \partial t)$ – так называемый термоградиентный коэффициент переноса влаги, отражающий взаимосвязь потенциалов переноса влаги и теплоты в капиллярно-пористом материале; ρ – плотность материала.

Из соотношения (10.25) следует, что влага внутри капиллярно-пористых материалов перемещается под воздействием двух градиентов – градиента влагосодержания и градиента температуры. В большинстве

практически важных случаев это означает, что влага из внутренних точек влажного материала в процессе его сушки перемещается к наружной поверхности под воздействием разности локальных влагосодержаний внутренних и наружных зон материала, поскольку наружные слои материала обезвоживаются быстрее внутренних и их влагосодержание в процессе сушки меньше влагосодержания внутренних слоев. Однако наличие противоположного по знаку градиента температуры (наружные слои прогреваются быстрее внутренних) перемещают влагу в нежелательном для процесса обезвоживания направлении от наружной поверхности в глубь материала. Суммарное движение влаги оказывается направленным из глубинных зон к наружной поверхности, что и обеспечивает итоговое удаление влаги из материала.

Эксперименты показывают, что кинетические коэффициенты влагопереноса λ_m , a_m и δ_m оказываются величинами не постоянными, но сложным образом зависящими от искомых локальных значений влагосодержания и температуры внутри материала. Кроме того, численные значения этих коэффициентов сильно зависят от пористой структуры конкретного материала. Все это приводит к тому, что расчеты промышленных процессов сушки капиллярно-пористых материалов на основе уравнения влагопереноса (10.25) оказываются чрезвычайно затруднительными даже в тех случаях, когда для конкретного материала предварительными экспериментами определены все необходимые коэффициенты влаго- и теплопереноса и их зависимости от влагосодержания и температуры. Поэтому для практических расчетов кинетики сушки конкретных материалов обычно используются значительно упрощенные, хотя и менее физически обоснованные методы, базирующиеся либо на существенных упрощениях относительно действительного механизма процесса, либо на интегральных экспериментальных данных относительно скорости сушки того или иного материала в конкретных условиях.

10.4.2. СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСУ ВЛАГИ

При анализе процессов сушки существенно иметь в виду, что скорость массообмена, в результате которого влага из капиллярно-пористого материала в конечном счете оказывается перенесенной в поток сушильного агента, зависит от двух основных сопротивлений процессу переноса массы: от сопротивления внутреннему переносу влаги, оказываемого капиллярно-пористой структурой материала, и от внешнего диффузионного сопротивления, которое оказывает пограничный слой сушильного агента, существующий у наружной поверхности материала. Эти два сопротивления преодолеваются удаляемой из материала влагой последовательно, т. е. в процессе сушки влага вначале проходит из глубинных зон материала через его пористую структуру к наружной поверхности, а затем пары влаги за счет диффузии поперек пограничного слоя должны пройти от наружной поверхности сушимого материала в основной поток сушильного агента.

Каждое из этих двух сопротивлений сложным образом зависит от различных величин. Так, внутреннее сопротивление определяется прежде всего диаметром пор материала и его толщиной, поскольку чем тоньше поры материала и чем длиннее путь влаги из внутренних зон к наружной поверхности, тем больше гидравлическое сопротивление, оказываемое пористой структурой процессу перемещения в ней влаги как в жидкой, так и в паровой фазе. Величина наружного диффузионного сопротивления зависит прежде всего от толщины пограничного слоя, которая в свою очередь определяется (см. гл. 1) параметрами, входящими в критерий Рейнольдса $Re = \omega l / \nu$, т. е. скоростью ω сушильного агента, его кинематической вязкостью ν и характерным размером l наружной поверхности материала, например эквивалентным диаметром частиц высушиваемого дисперсного материала.

Скорость удаления влаги из материала в общем случае зависит от суммарной величины внутреннего и наружного сопротивлений. Однако часто бывает так, что одно из этих сопротивлений оказывается преобладающим, и тогда другим, значительно меньшим сопротивлением можно пренебречь. Так, при сушке мелкодисперсных материалов, частицы которых имеют крупнопористую внутреннюю структуру, сопротивление переносу влаги внутри частиц может оказаться пренебрежимо малым по сравнению с наружным диффузионным сопротивлением (так называемая внешняя задача сушки).

Для крупных по размерам тел, у которых путь влаги из глубины к его наружной поверхности значителен, размеры пор малы, а скорость обдува сушильным агентом велика, преобладающее значение имеет внутреннее сопротивление, и тогда величиной наружного диффузионного сопротивления можно пренебречь (внутренняя задача).

Оценка относительной величины наружного и внутреннего сопротивлений проводится по численному значению массообменного критерия Био $Bi_m = \beta l / \lambda_m$, в котором β – коэффициент массоотдачи от наружной поверхности материала к потоку сушильного агента; l – характерный размер материала; λ_m – коэффициент массопроводности материала. Напомним, что физический смысл критерия Bi_m (см. гл. 7) соответствует мере отношения интенсивности наружного массопереноса к интенсивности переноса влаги внутри капиллярно-пористого материала, т. е. отношению величин, обратных соответствующим сопротивлениям.

При значении числа Био меньше единицы ($Bi_m < 1$) интенсивность внешней массоотдачи мала по сравнению с интенсивностью внутреннего массопереноса. Следовательно, можно пренебречь малой величиной внутреннего сопротивления и считать, что

итоговая скорость процесса сушки определяется только значением наружного диффузионного сопротивления. При анализе этой внешней задачи массопереноса принимаются во внимание только факторы, влияющие на интенсивность внешнего массообмена. В условиях внешней задачи удаляется влага из материалов со свободной или слабо связанной с материалом влагой (сушка минеральных солей, блочных полистиролов и т. п.). Интенсивность процесса сушки сравнительно легко можно увеличить за счет интенсификации только внешних факторов, например повышая скорость движения сушильного агента относительно поверхности влажного материала или увеличивая температуру сушильного агента.

В противоположных случаях, когда $Bi_m \geq 50$, можно пренебречь относительно малым значением наружного диффузионного сопротивления и при анализе процесса принимать во внимание только сопротивление переносу влаги внутри капиллярно-пористого материала. В условиях такой внутренней задачи увеличивать скорость удаления влаги из материала можно только за счет уменьшения внутреннего сопротивления влагопереносу. Это удастся сделать только измельчением частиц сушеного материала (разумеется, если это возможно), поскольку изменять внутреннюю пористую структуру материала практически невозможно; влияние внешних факторов на величину внутреннего сопротивления при этом незначительно. Некоторая интенсификация процесса сушки все же возможна и здесь – путем повышения температуры сушильного агента, что обычно приводит к повышению температуры внутри влажного материала, а следовательно, – к уменьшению вязкости жидкой влаги, что снижает потери на трение при перемещении влаги по капиллярно-пористой структуре. Условия, соответствующие внутренней задаче процесса сушки, наиболее типичны для материалов с сильной связью между влагой и микропористой структурой материала (древесина, полиамиды, пропилен и т. п.).

В промежуточном интервале значений критерия Био, т. е. при $1 \leq Bi_m \leq 50$, наружное диффузионное сопротивление и внутреннее сопротивление переносу влаги сравнимы по величине. Такая смешанная задача наиболее трудна для анализа, поскольку итоговая скорость удаления влаги здесь зависит как от внешних условий, так и от теплопроводных свойств высушиваемого материала. Воздействовать на величину скорости сушки в условиях смешанной задачи возможно изменением параметров сушильного агента, хотя влияние этих параметров на интенсивность влагопереноса здесь не столь значительное, как в условиях внешней задачи.

10.4.3. ВНЕШНЯЯ МАССООТДАЧА

Рассмотрим более подробно внешнюю задачу, когда скорость сушки зависит только от величины наружного диффузионного сопротивления ($Bi_m < 1$). Поскольку внутреннее сопротивление капиллярно-пористой структуры материала здесь пренебрежимо мало (или, что то же, – велик коэффициент массопроводности в соотношении (10.24)), то это означает пренебрежимо малое значение градиента потенциала переноса влаги ($\text{grad } \theta$) внутри материала. Потенциал переноса θ связан линейной зависимостью с величиной влагосодержания ($u = c_m \theta$), откуда следует, что влагосодержание материала в глубинных его слоях и на наружной поверхности практически одинаково. Иными словами, убыль влаги с наружной поверхности без каких-либо затруднений компенсируется подводом новых порций влаги из внутренних зон материала, при этом влагосодержание материала u остается практически одинаковым по всей его толщине, равномерно убывая во времени с той скоростью, с которой влага успевает диффундировать поперек наружного пограничного слоя сушильного агента. Жидкая фаза влаги выходит на наружную поверхность материала, поддерживая ее в смоченном состоянии.

При адиабатическом процессе подвода теплоты к влажной поверхности ее температура равна температуре мокрого термометра (t_m), а давление паров влаги у поверхности равно давлению насыщенного пара при t_m : $P_{\text{нас}}(t_m)$. Интенсивность наружной массоотдачи может быть записана в соответствии с уравнением массоотдачи:

$$j = \beta(P_{\text{нас}}(t_m) - p_{\text{п}}), \quad (10.26)$$

где j – поток влаги от единицы наружной поверхности влажного материала; β – коэффициент массоотдачи, отнесенный к движущей силе процесса, выраженной через разность давления насыщенного пара $P_{\text{нас}}(t_m)$ и парциального давления паров влаги в сушильном агенте $p_{\text{п}}$.

Поток влаги j можно связать со скоростью убыли влаги из материала, отнесенной к единице его наружной поверхности: $j = -dW/(F d\tau)$, где W – количество удаляемой из материала влаги, кг; F – наружная поверхность материала, м^2 ; знак минус соответствует отрицательному значению дифференциала $dW < 0$ при убыли влаги в процессе сушки за элементарное время $d\tau$.

При влагоотдаче от поверхности сушимого материала движущая сила процесса может быть выражена также через разность влагосодержаний сушильного агента у влажной поверхности $x_{\text{нас}}(t_m)$ и в потоке сушильного агента x :

$$-\frac{dW}{F d\tau} = \beta_x(x_{\text{нас}} - x), \quad (10.27)$$

при этом коэффициент массоотдачи β_x имеет соответствующую размерность: $[\beta_x] = \left[\frac{dW}{F d\tau} \right] / [x] = \frac{\text{кг вл.}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} / \frac{\text{кг вл.}}{\text{кг сух. вх}} = \frac{\text{кг сух. вх}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$.

Значения коэффициентов массоотдачи β или β_x находятся из соответствующих экспериментов и представляются в форме связи между критериями подобия. Так, для сушки сферических частиц получено следующее корреляционное соотношение:

$$\text{Nu}_m = 2 + 0,51 \text{Re}^{0,52} \text{Pr}_m^{0,33}, \quad (10.28)$$

в котором $\text{Nu}_m = \beta d / D$ – массообменный критерий Нуссельта; β – коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности давлений паров влаги у поверхности и в потоке сушильного агента, м/с; d – диаметр частиц материала, м; D – коэффициент диффузии паров влаги в сушильном агенте (воздухе), м²/с; $\text{Re} = wd/\nu$ – критерий Рейнольдса; $\text{Pr}_m = \nu/D$ – диффузионный критерий Прандтля; ν – коэффициент кинематической вязкости сушильного агента, м²/с.

В процессах конвективной сушки влажный материал получает теплоту от сушильного агента. Эта теплота расходуется только на испарение влаги, поскольку температура влажного материала после того, как он относительно быстро прогрелся до температуры мокрого термометра, далее не повышается, пока влага, поступающая из внутренних зон капиллярно-пористого материала, смачивает его наружную поверхность:

$$\alpha(t - t_m) = r(-dW/(F d\tau)). \quad (10.29)$$

В соотношении (10.29) левая часть – теплота, конвективно подводимая к единице поверхности влажного материала, температура которого равна t_m ; правая часть – теплота испарения удаляемой из материала влаги; r – удельная теплота испарения, Дж/кг.

Разность температур $(t - t_m)$ называется *потенциалом сушки*. Из равенства (10.29) следует, что интенсивность процесса сушки в условиях внешней задачи зависит от количества подводимой к поверхности материала теплоты.

Интенсивность теплоподвода (коэффициент теплоотдачи α) находится из корреляционных соотношений, обобщающих соответствующие опытные данные. В качестве примера приводится аппроксимация данных по теплообмену сферической частицы с горячим сушильным агентом при ее сушке:

$$\text{Nu} = 2 + A \text{Re}^n \text{Pr}^{0,33} \text{Gu}^{0,175}, \quad (10.30)$$

где $\text{Nu} = \alpha d / \lambda$ – теплообменный критерий Нуссельта; λ – теплопроводность сушильного агента, Вт/(м · К); $\text{Re} = wd/\nu$ – критерий Рейнольдса; $\text{Pr} = \nu/a$ – тепловой критерий Прандтля; ν и a – кинематическая вяз-

кость и температуропроводность сушильного агента, $\text{м}^2/\text{с}$; $Gu = (T - T_m)/T$ – критерий Гухмана; T и T_m – температура и температура мокрого термометра сушильного агента, К .

Значения аппроксимационных коэффициентов A и n зависят от интервала изменения критерия Рейнольдса: при $Re = 1-2000$ $A = 1,07$ и $n = 0,48$; при $Re = 2 \cdot 10^3 - 2,2 \cdot 10^4$ $A = 0,51$ и $n = 0,61$; при $Re = 2,2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ $A = 0,027$ и $n = 0,9$. Последний множитель в уравнении (10.30) учитывает влияние влагообмена, происходящего при сушке, на интенсивность теплообмена поверхности влажного материала с потоком сушильного агента.

10.4.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ОПРЕДЕЛЯЕМАЯ КИНЕТИКА СУШКИ

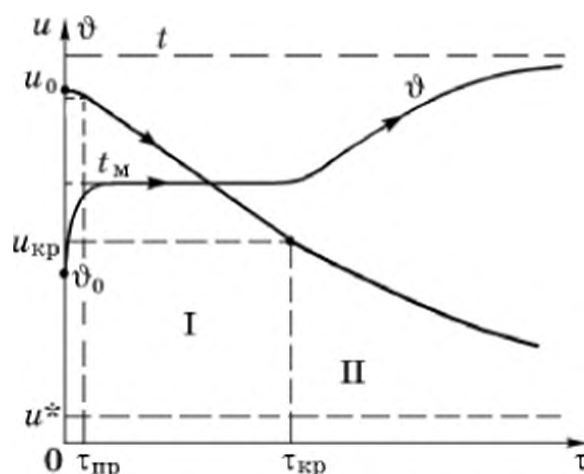
Информацию о кинетике сушки и нагревания сушимого материала обычно получают из опытов, в которых параметры сушильного агента (температура, влагосодержание и скорость движения сушильного агента относительно поверхности материала) поддерживаются постоянными в течение опыта.

Эксперимент состоит в непрерывном или периодическом взвешивании сушимого материала (или отбираемых из него проб при сушке дисперсных, пастообразных или жидких материалов), что дает возможность вычислять текущие значения его влагосодержания в различные моменты времени от начала процесса сушки. Температура материала в процессе его сушки может измеряться с помощью термодатчиков, располагаемых внутри достаточно крупных материалов, или путем измерения температуры отбираемых проб дисперсного материала.

Существенным преимуществом экспериментального метода изучения кинетики сушки по сравнению с методами построения теоретических моделей процесса является то, что экспериментальная информация суммарно учитывает сложную совокупность всех физических факторов, оказывающих влияние на скорость исследуемого процесса. С другой стороны, получаемая в опытах информация достоверна только в тех условиях, при которых проводились конкретные экспериментальные измерения.

Результаты опытов по кинетике сушки обычно представляют в виде графических зависимостей влагосодержания (u) и температуры (ϑ) исследуемого материала от времени сушки. Характерный вид такого рода кривых сушки и нагрева влажного материала в процессе его конвективной сушки при постоянных параметрах сушильного агента представлен на рис. 10.15.

Рис. 10.15. Кривые изменения влагосодержания (u) и температуры (ϑ) материала в процессе периодической сушки



Принято считать, что для большинства кинетических кривых характерно наличие сравнительно короткого времени ($\tau_{\text{пр}}$) прогрева влажного материала до температуры, близкой к температуре мокрого термометра (t_m). В течение этого отрезка времени влагосодержание материала не успевает заметно измениться и его можно полагать практически равным начальному влагосодержанию (u_0). Далее следует значительно более продолжительный период, в пределах которого температура влажного материала остается приблизительно постоянной, а влагосодержание материала уменьшается по прямой линии с постоянным отрицательным наклоном, откуда следует, что скорость удаления влаги в пределах этого периода сохраняет свою величину. Такой период постоянной скорости часто называют первым (I) периодом сушки. Наличие периода равномерного удаления влаги объясняется тем, что при неизменных температурах материала ($t_m = \text{const}$) и сушильного агента ($t = \text{const}$) количество теплоты (q), получаемой материалом, также остается неизменным, а поскольку материал уже прогрет до температуры t_m , то вся получаемая влажной поверхностью теплота расходуется только на испарение влаги. При неизменном q и количество испаряемой влаги за каждый интервал времени будет сохранять свое значение.

Постоянство температуры материала в первом периоде сушки объясняется преобладающим значением наружного диффузионного сопротивления процессу отвода парообразной влаги с наружной поверхности материала по сравнению с сопротивлением переносу жидкой влаги по капиллярно-пористой внутренней структуре. Действительно, в начале процесса сушки, когда влагосодержание материала еще достаточно велико, все его поры заполнены влагой. Эквивалентные диаметры капилляров и пор реальных материалов имеют различные значения (см. гл. 9), следовательно, на первой стадии сушки, при еще высоком значении влагосодержания влага присутствует не только в мелких, но и в наиболее крупных порах. Перемещение влаги по капиллярам значительного диаметра происходит сравнительно легко, поскольку гидравлическое сопротивление канала при ламинарном режиме течения по нему вязкой жидкости обратно пропорционально квадрату диаметра

канала (см. соотношение (1.57)). Таким образом, в начальной стадии сушки влага по крупным (транспортным) порам относительно легко подходит к наружной поверхности влажного материала, восполняя убыль испаряющейся влаги с поверхности и поддерживая саму наружную поверхность по влажному (смоченному) состоянию; поверхность жидкой влаги при ее адиабатическом испарении имеет температуру мокрого термометра (см. раздел о параметрах паровоздушной смеси).

Для большей наглядности исходную кривую сушки (см. рис. 10.15) перестраивают в так называемую кривую скорости сушки (рис. 10.16), для чего приращение влагосодержания Δu делится на интервал времени сушки $\Delta \tau$, в течение которого произошло изменение влагосодержания материала на величину Δu ($\Delta u < 0$). По существу, производится дифференцирование исходной кривой сушки. В новых координатах $-du/d\tau - \tau$ период постоянной скорости сушки изображается горизонтальной линией, уровень (ордината) которой соответствует значению скорости сушки в пределах первого периода.

За первым периодом постоянной скорости процесса следует период уменьшающейся скорости удаления влаги из материала при непрерывно увеличивающейся его температуре (второй период (II)). По мере увеличения продолжительности процесса сушки кривая влагосодержания материала асимптотически стремится к значению влагосодержания, равновесного с параметрами сушильного агента (u^*), а температура материала (ϑ) приближается к температуре сушильного агента (t). Скорость сушки в любой момент в пределах второго периода определяется, как и в первом периоде, дифференцированием кривой сушки; результат такого дифференцирования представлен на рис. 10.16, из которого следует, что кривая скорости сушки асимптотически стремится к нулю.

Еще более наглядна кривая зависимости скорости сушки от текущего значения влагосодержания материала (рис. 10.17). Кривая получается совместным рассмотрением кривой скорости в координатах $-du/d\tau - \tau$ и исходной кривой сушки (см. рис. 10.15). В этих новых координатах развитие процесса сушки происходит справа налево, в сторону уменьшения влагосодержания материала с бесконечно медленным приближением состояния материала к точке с равновесным влагосодержанием $u = u^*$.

В отличие от первого периода, в пределах которого ($u_{кр} \leq u < u_0$) величина скорости сушки зависит только от внешних условий (температуры, скорости и относительной влажности сушильного агента), во втором периоде ($u^* < u \leq u_{кр}$) скорость сушки зависит в основном от сопротивления внутреннему влагопереносу, т. е. от характера пористой структуры материала и от его толщины.

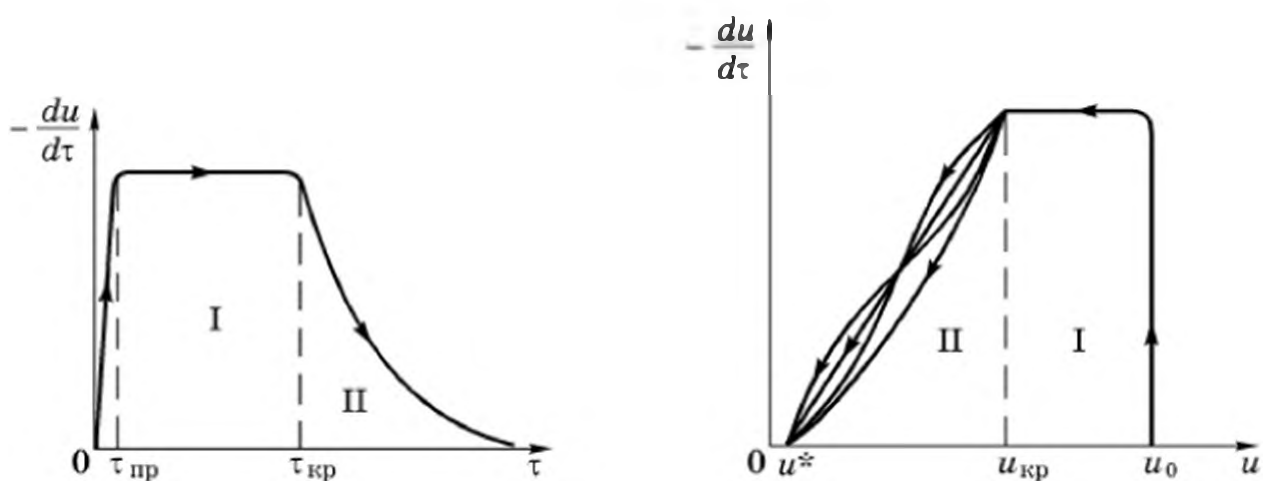


Рис. 10.16. Зависимость скорости сушки влажного материала от времени:

I – период постоянной, *II* – убывающей скорости сушки

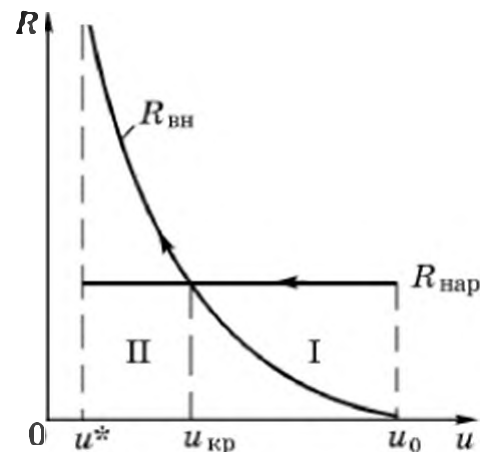
Рис. 10.17. Зависимость скорости сушки влажного материала от значения его текущего влагосодержания:

I – период постоянной, *II* – убывающей скорости сушки

Окончание периода постоянной скорости процесса и дальнейшее непрерывное уменьшение скорости удаления влаги из материала после некоторого значения *критического влагосодержания* ($u_{кр}$) можно объяснить следующим образом. По мере уменьшения влагосодержания капиллярно-пористого материала в начале освобождаются от жидкой влаги крупные транспортные поры; перемещение влаги из все более и более тонких пор означает непрерывное увеличение внутреннего сопротивления ($R_{вн}$) влагопереносу. Если в пределах первого периода внутреннее сопротивление было много меньше наружного сопротивления ($R_{нар}$), т. е. $R_{вн} \ll R_{нар}$, то по мере возрастания $R_{вн}$ при постоянном значении $R_{нар}$ (определяемом постоянными внешними условиями) при некотором влагосодержании материала $u_{кр}$ величина $R_{вн}$ вначале становится сравнимой с $R_{нар}$, а затем начинает значительно превосходить наружное сопротивление: $R_{вн} \gg R_{нар}$ (рис. 10.18). Таким образом, суммарное сопротивление влагопереносу ($R_{нар} + R_{вн}$) в пределах первого периода определяется величиной только первого слагаемого, вблизи влагосодержания $u_{кр}$ – суммой обоих слагаемых, а при $u < u_{кр}$ – значением

Рис. 10.18. Поведение величин наружного и внутреннего сопротивлений переносу влаги при периодической сушке капиллярно-пористого материала:

I – период постоянной и *II* – период убывающей скорости сушки



одного только внутреннего сопротивления влагопереносу, которое непрерывно возрастает. Поэтому непрерывно уменьшается и скорость удаления влаги.

Уменьшение скорости сушки по мере снижения влагосодержания капиллярно-пористого материала часто бывает связано с углублением зоны испарения влаги от его наружной поверхности, поскольку возрастающее внутреннее сопротивление влагопереносу препятствует компенсации убыли влаги вследствие ее испарения с наружной поверхности.

Поскольку граница между периодами постоянной и убывающей скоростей сушки означает приблизительное равенство $R_{\text{вн}} \approx R_{\text{нар}}$, то и значение критического влагосодержания $u_{\text{кр}}$ зависит не только от свойств конкретного капиллярно-пористого материала, но также и от параметров сушильного агента, от размеров материала, т. е. от всех наружных и внутренних параметров, влияющих на величины сопротивлений $R_{\text{нар}}$ и $R_{\text{вн}}$.

Конкретный характер поведения кривой скорости сушки в пределах периода убывающей скорости зависит в основном от свойств капиллярно-пористой структуры материала и от форм связи материала с влагой (см. рис. 10.17). Иногда различают еще один или даже еще два дополнительных периода в пределах убывающей скорости сушки. Чем детальнее анализ получаемых экспериментально кривых сушки, тем точнее можно описать кинетику сушки конкретного материала, но и сложность описания кривых аппроксимационными формулами возрастает.

10.4.5. АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВРЕМЕНИ СУШКИ

Часто оказывается достаточным наиболее простое представление кривых скорости сушки двумя последовательными периодами: первым периодом постоянной скорости и вторым периодом линейно убывающей скорости сушки (прямая линия в пределах второго периода, рис. 10.17). При этом полагается, что начальный период прогрева материала отсутствует, а второй период начинается сразу же после окончания первого.

Условие постоянства скорости сушки в первом периоде:

$$-du/d\tau = N, \quad (10.31)$$

что после интегрирования при очевидном начальном условии $u|_{\tau=0} = u_0$ дает линейную зависимость текущего влагосодержания материала от времени его сушки в пределах $0 \leq \tau \leq \tau_{\text{кр}}$ (или $u_{\text{кр}} \leq u \leq u_0$):

$$u = u_0 - N\tau. \quad (10.32)$$

Значение параметра N , (кг вл.)/(кг сух. мат. · с), находится по тангенсу угла наклона экспериментальной кривой сушки в пределах ее первого периода (см. рис. 10.15).

Принятое допущение о линейной зависимости скорости сушки от текущего влагосодержания в пределах второго периода записывается в виде:

$$-du/d\tau = K(u - u^*). \quad (10.33)$$

Согласно соотношению (10.33), прямая в координатах $du/d\tau - u$ пересекает ось абсцисс в точке $u = u^*$, где скорость сушки стремится к нулю. Коэффициент скорости сушки K , с^{-1} , во втором периоде (см. рис. 10.16) соответствует тангенсу угла наклона прямой скорости сушки в пределах этого периода.

Интегрирование уравнения (10.33) производится при начальном условии $u|_{\tau=0} = u_{\text{кр}}$, означающем, что начало второго периода вновь принимается за начальный момент сушки в этом периоде. Зависимость текущей величины влагосодержания от времени сушки в пределах второго периода оказывается, таким образом, экспоненциальной:

$$u = u^* + (u_{\text{кр}} - u^*) \exp(-K\tau). \quad (10.34)$$

Значение коэффициента скорости сушки K определяется графически после того, как из той же опытной кривой скорости сушки (см. рис. 10.17) находятся величины критического и равновесного влагосодержаний $u_{\text{кр}}$ и u^* . Численное значение K зависит в основном от внутренних влагопроводных свойств капиллярно-пористого материала.

Рассмотренные простейшие формы аппроксимации опытных кривых сушки дают возможность находить общую продолжительность процесса сушки $\tau_{\text{общ}}$ до требуемого конечного влагосодержания материала $u_{\text{к}}$, для чего длительность процесса сушки в каждом из последовательных периодов суммируется:

$$\tau_{\text{общ}} = \tau_{\text{кр}} + \tau_{\text{к}}. \quad (10.35)$$

Время сушки в пределах первого периода от u_0 до $u_{\text{кр}}$ находится из соотношения (10.32): $\tau_{\text{кр}} = (u_0 - u_{\text{кр}})/N$, а $\tau_{\text{к}}$ – время сушки материала от начала второго периода до задаваемого значения конечного влагосодержания $u_{\text{к}}$ – из соотношения (10.34): $\tau_{\text{к}} = \frac{1}{K} \ln \frac{u_{\text{кр}} - u^*}{u_{\text{к}} - u^*}$.

Таким образом, общая продолжительность процесса сушки от u_0 до $u_{\text{к}}$ может быть найдена по соотношению:

$$\tau_{\text{общ}} = \frac{1}{N} \left[(u_0 - u_{\text{кр}}) + (u_{\text{кр}} - u^*) \ln \frac{u_{\text{кр}} - u^*}{u_{\text{к}} - u^*} \right], \quad (10.36)$$

где коэффициент скорости сушки K выражен через скорость сушки N в первом периоде из условия равенства скоростей сушки в конце первого и в начале второго периодов: $N = K(u_{кр} - u^*)$, откуда $K = N/(u_{кр} - u^*)$.

При необходимости повысить точность расчета продолжительности сушки аппроксимация кривой скорости сушки во втором периоде производится не линейным, а более сложным степенным выражением, что делает расчетные формулы более громоздкими по сравнению с соотношениями (10.33), (10.34) и (10.36).

В зависимости от условий процесса и свойств сушеного материала в некоторых частных случаях экспериментальные данные могут показать практическое отсутствие второго периода убывающей скорости сушки. Это может наблюдаться при сушке мелких частиц с крупнопористой структурой, обладающих незначительным внутренним сопротивлением, которое за время сушки до задаваемого конечного влагосодержания не достигает значения наружного сопротивления. В таком упрощенном варианте кинетика сушки описывается только соотношениями (10.31) и (10.32).

В противоположных случаях, когда уже при начальном влагосодержании материала внутреннее сопротивление массопереносу значительно превышает наружное, первый период постоянной скорости сушки отсутствует, и процесс удаления влаги начинается непосредственно с периода убывающей скорости. Кинетика сушки при этом описывается соотношениями (10.33) и (10.34). Это может быть характерным для сушки мелкопористых крупных материалов, обладающих значительным сопротивлением внутреннему влагопереносу.

10.5. РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ СУШКИ

Предыдущие сведения о кинетике процесса сушки относились к постоянным внешним условиям. Для конвективной сушки это означает постоянные значения скорости движения, температуры и влагосодержания сушильного агента. Такие условия, однако, сравнительно редко реализуются в промышленной практике. Объясняется это тем, что температура сушильного агента уменьшается по мере отдачи им теплоты влажному материалу. Кроме того, по ходу сушильного агента увеличивается его влагосодержание за счет поступления паров удаляемой из материала влаги. Скорость движения сушильного агента обычно изменяется в меньшей степени по сравнению с его температурой; это происходит лишь за счет уменьшения удельного объема газовой среды по мере снижения ее температуры.

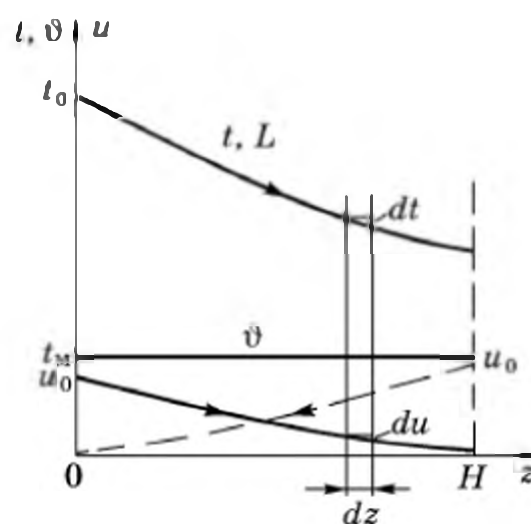
Как и в процессах теплообмена (см. гл. 3), при конвективной сушке возможны различные виды относительного движения потоков сушильного агента и высушиваемого материала: проток, противоток, перекрестный ток и более сложные варианты. Характер изменения температур сушильного агента и материала зависит от конкретного вида относительного движения.

При сушке материала только в пределах периода постоянной скорости, когда на величину скорости удаления влаги влияет только наружное сопротивление переносу паров влаги от влажной поверхности материала к сушильному агенту, величина скорости сушки в каждой точке аппарата соответствует параметрам сушильного агента в этой точке. На рис. 10.19 показаны кривые изменения температуры сушильного агента (t) и температуры влажного материала (ϑ), когда при сушке в периоде постоянной скорости и условии $I = \text{const}$ температура материала остается неизменной и равной температуре мокрого термометра (t_m).

Скорость передачи теплоты от сушильного агента к поверхности материала в ситуации, соответствующей рис. 10.19, снижается по мере уменьшения разности температур $t - t_m$. Объяснение тому факту, что скорость сушки как бы успевает “отслеживать” изменяющуюся вдоль аппарата разность температур $t - t_m$, состоит в том, что относительно тонкий пограничный слой у наружной поверхности материала обладает малой временной инерционностью, а это означает, что температурные и концентрационные поля поперек этого тонкого слоя изменяются относительно быстро и вполне успевают принимать свои стационарные (точнее – квазистационарные) состояния, соответствующие значениям параметров сушильного агента в каждой точке аппарата. Чем медленнее продвижение материала в сушильном аппарате, тем в большей степени предположение о квазистационарности процесса соответствует действительности.

Из изложенного следует, что при наиболее простой, безынерционной сушке материала, определяемой только величиной наружного сопротивления переносу теплоты, кинетика процесса сушки может быть

Рис. 10.19. Изменение температуры сушильного агента (t), влагосодержания (u) и температуры материала (ϑ) при непрерывной проточной сушке в периоде постоянной скорости (пунктирная линия соответствует изменению влагосодержания материала при его противоточном движении)



записана и для переменной температуры сушильного агента в виде равенства количеств подводимой к материалу теплоты и теплоты, затрачиваемой на испарение влаги:

$$\alpha F(t - t_m) = V\rho(-du/d\tau)r, \quad (10.37)$$

где V , F и ρ – объем, наружная поверхность и плотность материала; r – удельная теплота испарения влаги; знак минус в правой части равенства компенсирует отрицательное значение дифференциала убывающего влагосодержания материала ($du < 0$).

Если дополнительно предположить, что время прогревания влажного материала до температуры t_m пренебрежимо мало по сравнению с общим временем сушки, то начальное условие для дифференциального уравнения (10.37) имеет простой вид: $u|_{\tau=0} = u_0$.

Интегрирование уравнения (10.39) при постоянных значениях коэффициента теплоотдачи α и теплоты испарения дает:

$$u = u_0 - \frac{\alpha F}{\rho V r} \int_0^{\tau} (t - t_m) d\tau. \quad (10.38)$$

Изменение влагосодержания материала во времени, согласно соотношению (10.38), не соответствует прямолинейному его уменьшению во времени, а скорость сушки, т. е. величина $-du/d\tau$, получаемая из (10.38), определяется характером изменения температуры сушильного агента от времени и в этом случае не является постоянной во времени. Поэтому о соотношениях (10.37) и (10.38) при переменной температуре сушильного агента $t(\tau)$ можно говорить как о соответствующих первому периоду сушки только в том смысле, что перенос теплоты к поверхности материала здесь зависит от одних только внешних условий.

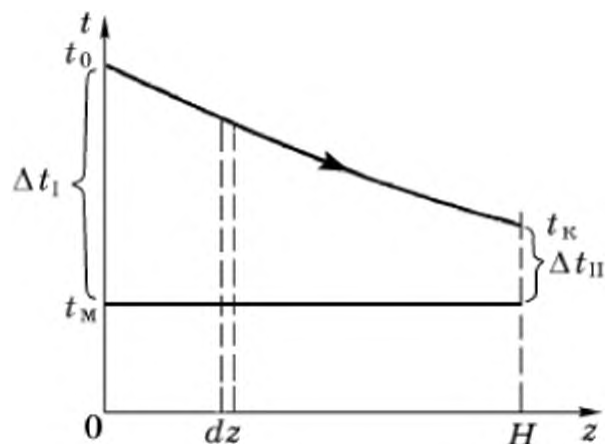
Для сушки равномерно движущегося вдоль оси z потока сферических частиц одинакового размера профиль температуры сушильного агента может быть получен из равенства количества отдаваемой сушильным агентом теплоты на элементарном пути dz той теплоте, которая конвективно передается поверхности сферических частиц материала на том же участке dz (см. рис. 10.19):

$$-cLdt = \frac{6\alpha(1-\varepsilon)}{d} S(t - t_m) dz, \quad (10.39)$$

где c и L – теплоемкость и массовый расход сушильного агента, Дж/(кг·К) и кг/с; ε – порозность потока дисперсного материала; d – диаметр частиц материала, м; S – поперечное сечение потока материала, м². Произведение Sdz имеет смысл элементарного объема дисперсного материала, м³, а величина $6(1 - \varepsilon)/d$ – суммарной поверхности частиц в единице объема потока материала, м²/м³ (см. гл. 2).

Рис. 10.20. Изменение температуры сушильного агента вдоль направления его движения при сушке материала в периоде постоянной скорости:

$\Delta t_I = t_0 - t_m$ и $\Delta t_{II} = t_K - t_m$ – движущие разности температур сушильного агента и влажного материала на концах сушильного аппарата



Интегрирование дифференциального уравнения (10.39) при очевидном граничном условии $t|_{z=0} = t_0$ приводит к экспоненциальному распределению температуры сушильного агента по длине сушильного аппарата (рис. 10.20):

$$t = t_m + (t_0 - t_m) \exp(-Bz), \quad (10.40)$$

в котором показатель экспоненты B , определяющий степень уменьшения температуры сушильного агента вдоль координаты z , имеет вид: $B = 6\alpha(1-\varepsilon)S/(cLd)$.

Отметим, что экспоненциальное распределение температуры теплоносителя (10.40) одинаково справедливо как для прямотока, так и для противотока сушильного агента и материала, что является следствием одинаковой по всему аппарату температуры материала t_m независимо от направления его движения по отношению к сушильному агенту.

Приравнявая теперь правую часть равенства (10.39) теплоте, расходуемой на испарение влаги из потока материала G (кг/с), получим для прямотока связь между влагосодержанием материала и температурой сушильного агента вдоль координаты z : $rG(-du) = cLB(t - t_m)dz$. В это равенство подставляется распределение (10.40) температуры сушильного агента, что дает

$$-rGdu = cLB(t_0 - t_m) \exp(-Bz)dz. \quad (10.41)$$

Интегрирование уравнения (10.41) с очевидным для прямотока граничным условием $u|_{z=0} = u_0$ дает распределение влагосодержания материала вдоль сушильного аппарата:

$$u = u_0 - \frac{cL}{rG}(t_0 - t_m)[1 - \exp(-Bz)]. \quad (10.42)$$

Для противоточного движения материала по отношению к сушильному агенту (на рис. 10.19 противоток отмечен пунктирной линией) изменится знак левой части равенства (10.41), поскольку дифференциал влагосодержания материала теперь будет положительным ($du > 0$) в направлении z (здесь не следует рассматривать изменение влагосодержания материала в направлении его движения); изменится и граничное условие: $u|_{z=H} = u_0$.

Интегрирование уравнения (10.41) для противотока приводит к следующему распределению влагосодержания материала вдоль сушильного аппарата:

$$u = u_0 - \frac{cL}{rG} [\exp(-Bz) - \exp(-BH)]. \quad (10.43)$$

Влагосодержание материала на выходе из аппарата u_k определяется подстановкой $z = H$ в соотношение (10.42) для прямотока и $z = 0$ в решение (10.43) для противотока. При этом оказывается, что значения конечного влагосодержания одинаковы для прямо- и противоточной схем движения:

$$u_k = u_0 - \frac{cL}{rG} (t_0 - t_m) [1 - \exp(-BH)], \quad (10.44)$$

что естественно, поскольку в обоих рассматриваемых упрощенных случаях распределение температуры сушильного агента (10.40) одинаково, а температура материала считается равномерно распределенной по всей длине (H) аппарата и равной одинаковому значению температуры мокрого термометра (t_m).

При расчетах процессов непрерывной сушки обычно бывает заданным только значение конечного влагосодержания материала на выходе из аппарата, тогда как более подробная информация о влагосодержании материала внутри сушилки не обязательна. Такие упрощенные требования позволяют анализировать работу аппарата на основе усредненных значений параметров. Так, при сушке в первом периоде постоянной скорости изменения влагосодержания и при постоянной температуре материала, равной t_m , уравнение теплоотдачи от сушильного агента к поверхности влажного материала можно записать в виде

$$Q = \alpha F \Delta t_{cp}, \quad (10.45)$$

где Q – количество теплоты, получаемой поверхностью материала, Вт; F – площадь наружной, тепловоспринимающей поверхности высушиваемого материала, m^2 ; α – коэффициент теплоотдачи от сушильного агента к поверхности материала, значение которого можно рассчитывать по корреляционным соотношениям типа (10.30) или по общим соотношениям для конвективной теплоотдачи (см. гл. 3), $Вт/(m^2 \cdot K)$; Δt_{cp} – разность между изменяющейся вдоль аппарата температурой сушильного агента и температурой поверхности влажного материала, K .

Величину средней разности температур Δt_{cp} можно вычислять по общему соотношению (3.105), которое при постоянной температуре материала вдоль сушильного аппарата (см. рис. 10.20) несколько упрощается:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_I - \Delta t_{II}}{\ln(\Delta t_I / \Delta t_{II})} = \frac{(t_0 - t_m) - (t_k - t_m)}{\ln[(t_0 - t_m) / (t_k - t_m)]} = \frac{t_0 - t_k}{\ln[(t_0 - t_m) / (t_k - t_m)]}. \quad (10.46)$$

Разность температур сушильного агента $t_0 - t_k$ на входе и выходе из сушильного аппарата определяется количеством теплоты Q , Вт, отдаваемой агенту. В свою очередь значение Q может быть найдено по обычно задаваемым значениям расхода материала, его начального u_0 и конечного u_k влагосодержаний: $Q = G_{\text{сух}}(u_0 - u_k)r$, Вт, где $G_{\text{сух}}$ – расход высушиваемого материала по его абсолютно сухой основе, кг сух. мат./с; r – удельная теплота испарения удаляемой влаги, Дж/кг вл.

Из теплового баланса по потоку сушильного агента находится его конечная температура на выходе из аппарата:

$$Lc(t_0 - t_k) = Q, \text{ откуда } t_k = t_0 - Q/(Lc), \quad (10.47)$$

где L и c – расход и удельная теплоемкость сушильного агента, кг/с и Дж/(кг · К).

При выводе соотношений (10.46) и (10.47) полагалось, что потерями теплоты на нагревание материала и возможные транспортные средства и потерями в окружающую среду можно пренебречь по сравнению с теплотой, расходуемой на испарение влаги из материала.

Из уравнения теплоотдачи (10.45) рассчитывается величина необходимой тепловоспринимающей поверхности F влажного материала, которая должна одновременно находиться в сушильном аппарате. От значения этой поверхности зависят необходимые размеры аппарата.

При наличии надежных экспериментальных данных о коэффициентах массоотдачи β (м/с) от поверхности влажного материала к сушильному агенту, например в форме корреляционных соотношений типа (10.28), необходимую поверхность F (м²) влажного материала в сушильном аппарате можно определить по уравнению массоотдачи, записываемому по разности давлений паров влаги:

$$W = \beta F \Delta p_{\text{ср}}, \quad (10.48)$$

в котором W – количество удаляемых с поверхности влажного материала паров влаги, кг вл./с; $\Delta p_{\text{ср}}$ – усредненная по всей поверхности F материала разность давления насыщенного пара $P_{\text{нас}}(t_m)$ при температуре влажной поверхности t_m и парциального давления пара в сушильном агенте $p_n(x)$, Н/м².

Величина $\Delta p_{\text{ср}}$ находится по формуле для среднего логарифмического значения (рис. 10.21):

$$\begin{aligned} \Delta p_{\text{ср}} &= \frac{(P_{\text{нас}} - p_{n,0}) - (P_{\text{нас}} - p_{n,k})}{\ln[(P_{\text{нас}} - p_{n,0}) / (P_{\text{нас}} - p_{n,k})]} = \\ &= \frac{p_{n,k} - p_{n,0}}{\ln[(P_{\text{нас}} - p_{n,0}) / (P_{\text{нас}} - p_{n,k})]} \end{aligned} \quad (10.49)$$

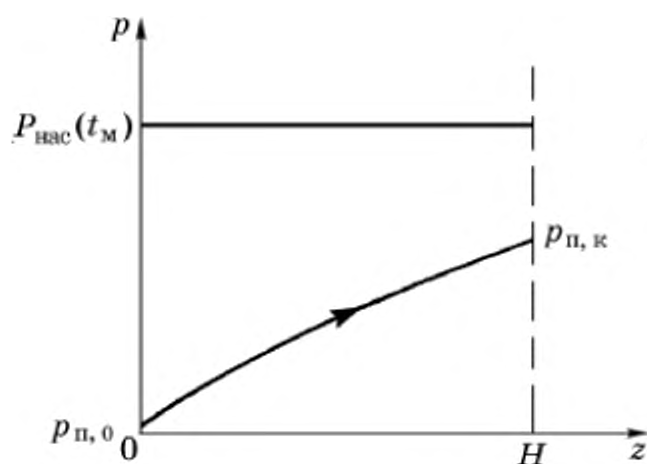


Рис. 10.21. Изменение парциального давления паров влаги вдоль направления движения сушильного агента

Значение $P_{\text{нас}}(t_m)$ находится по таблицам свойств насыщенного водяного пара; значения t_m , $p_{п,0}$ и $p_{п,к}$ — по $I - x$ диаграмме состояния паровоздушной смеси; масса подлежащей удалению

влаги W вычисляется из уравнения материального баланса (10.8) по задаваемым значениям начального и конечного влагосодержаний материала и по его расходу.

Вместо кинетического соотношения (10.48) может быть использовано аналогичное выражение, в котором движущая сила процесса массоотдачи выражается через разность влагосодержания насыщенного сушильного агента $x_{\text{нас}}(t_m)$ у влажной поверхности материала и влагосодержания агента в его основном потоке (x). При этом должно использоваться среднее значение коэффициента массоотдачи, отнесенное к разности влагосодержаний $x_{\text{нас}}(t_m) - x$. Вычисление среднего значения $\Delta x_{\text{ср}}$ проводится по логарифмической формуле (10.49) с соответствующей заменой давлений на влагосодержания ($p \rightarrow x$).

В заключение напомним, что формулы (10.46) и (10.49) соответствуют предположению о режиме полного вытеснения при движении сушильного агента внутри аппарата (см. гл. 1 и 3). Отличие от такого режима в реальных аппаратах учитывается экспериментально определяемыми поправочными коэффициентами, вводимыми в формулы расчета средней движущей силы процесса; численные значения таких коэффициентов меньше единицы и обычно составляют 0,7–0,9.

Анализ непрерывных процессов сушки материалов в условиях изменяющихся параметров сушильного агента при кинетике сушки, зависящей от внутреннего сопротивления влагопереносу, оказывается значительно более сложным, поскольку процессы переноса влаги и теплоты внутри капиллярно-пористых материалов весьма инерционны по отношению к изменению параметров сушильного агента. Вследствие этого поля влагосодержания и температуры внутри влажного материала не успевают перестраиваться в соответствии с изменением температуры и влагосодержания сушильного агента по длине сушильного аппарата. Более того, даже в тех случаях, когда параметры сушильного агента, с которым контактирует материал, можно полагать постоянными, оказывается необходимым учитывать эксперимен-

тальные данные об изменении не только влагосодержания материала во времени и в зависимости от параметров сушильного агента, но и температуры самого материала также в зависимости от внешних параметров.

Объясняется это тем, что в периоде убывающей скорости сушки, особенно при сравнительно небольших влагосодержаниях материала, теплота непрерывного нагревания материала становится сравнимой с теплотой, затрачиваемой на испарение относительно небольших количеств влаги. Следовательно, на значение устанавливающейся в процессе сушки температуры сушильного агента влияет не только теплота, расходуемая на испарение влаги, как это было принято при сушке в периоде постоянной скорости, но и теплота на нагревание влажного материала. При этом распределение получаемой материалом теплоты на долю, расходуемую на испарение влаги, и на вторую долю, которая идет на нагревание влажного материала, зависит от капиллярно-пористых и адсорбционных свойств конкретного материала.

В специальной литературе излагаются некоторые приближенные и все же довольно сложные методы расчета процессов сушки в периоде убывающей скорости; такой анализ проводится также на основе совместного рассмотрения экспериментально получаемых кривых сушки и нагревания, а также уравнений теплового и материального балансов непрерывных процессов. Существуют также методы приближенного расчета процессов обезвоживания материалов при кинетике их сушки и нагревания общего вида, когда за периодом постоянной скорости следует период убывающей скорости сушки.

10.6. КОНСТРУКЦИИ СУШИЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Конструкции сушильных аппаратов весьма разнообразны и могут быть классифицированы по различным признакам:

- по виду высушиваемого материала в его исходном состоянии (аппараты для крупногабаритных, дисперсных, пастообразных или жидких материалов);
- по относительному направлению движения сушильного агента и материала (прямоточные, противоточные, с перекрестным движением потоков материала и сушильного агента);
- по виду используемого теплоносителя (воздушные, с топочными газами, с перегретым паром, с инертным газом, с жидким теплоносителем);
- по способу подвода теплоты к материалу (конвективные, контактные, радиационные, диэлектрические).

Рассмотрим сушильные аппараты, классифицируемые по способу подвода теплоты к высушиваемому материалу.

10.6.1. КОНВЕКТИВНЫЕ СУШИЛКИ

Это наиболее распространенный тип сушильных аппаратов, используемых для сушки самых разнообразных материалов в любом их исходном состоянии.

Камерные (полочные) сушилки (рис. 10.22) представляют собой герметичную камеру, внутри которой высушиваемый материал располагается на полках, сетках, противнях или на подвижных вагонетках. В таких сушилках можно высушивать и крупногабаритные материалы, и сыпучие влажные продукты, а также пастообразные и жидкие материалы. Процесс сушки проводится в периодическом режиме, т. е. влажный материал загружается в камеру, высушивается горячим теплоносителем до необходимого влагосодержания и затем выгружается из сушилки.

Камерные сушилки просты по устройству, универсальны, но обладают существенными недостатками: периодичность работы и большой расход теплоты на разогрев всей конструкции после каждой загрузки новой порции материала, значительная затрата ручного труда при операциях загрузки и выгрузки, неравномерность высушивания материала на верхних и нижних полках. Как правило, камерные сушилки применяются для сушки относительно небольших количеств материалов, требующих длительного времени для достижения низкой остаточной влажности.

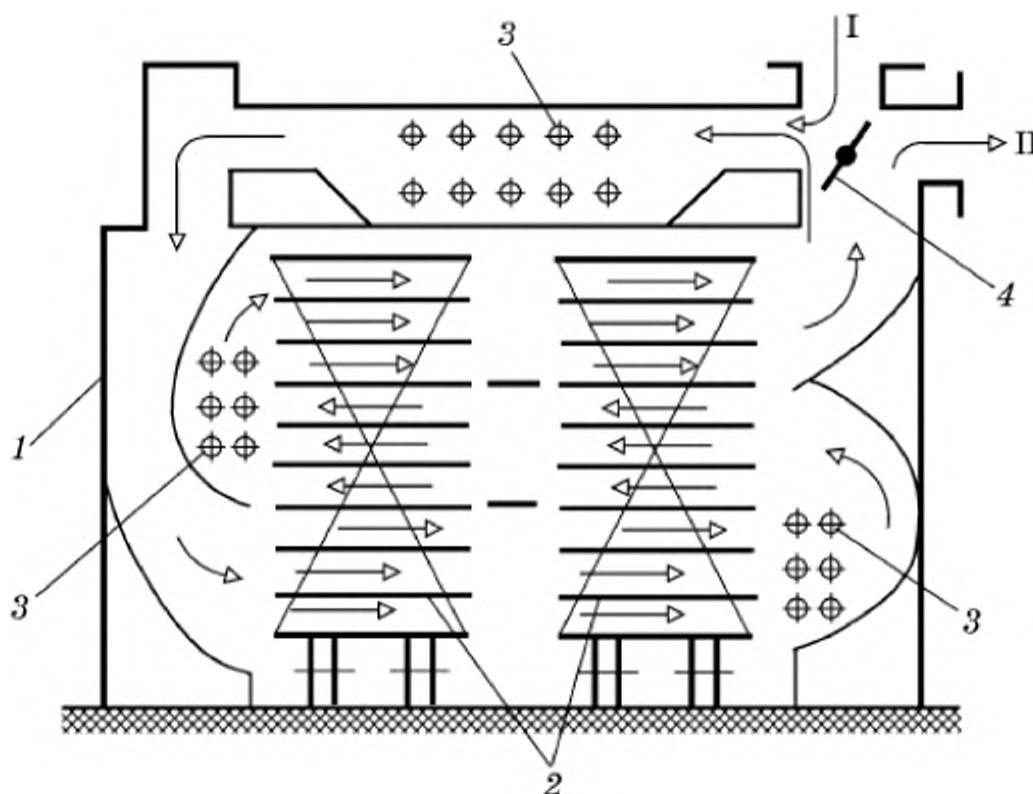


Рис. 10.22. Камерная сушилка:

1 – корпус камеры; 2 – полки для влажного материала; 3 – калориферы промежуточного подогрева воздуха; 4 – заслонка, регулирующая долю рециркулирующего сушильного агента; I – атмосферный воздух; II – отработанный воздух

Туннельные сушилки представляют собой протяженные камерные аппараты (длиной до нескольких десятков метров), в которых проводится, как правило, непрерывная сушка значительно-го числа крупногабаритных материалов, например керамических изделий, располагаемых на последовательно перемещающихся вагонетках. Для туннельных сушилок обычно требуется промежуточный подогрев сушильного агента, и они обладают теми же преимуществами и недостатками, что и аппараты камерного типа.

Ленточные сушилки (рис. 10.23) предназначены для сушки твердых дисперсных материалов. Они представляют собой камеру, в которой имеется одна или несколько расположенных друг над другом транспортирующих лент. В ленточных сушилках легко организуются прямоток, противоток, перекрестный ток и любой смешанный вид относительного движения сушильного агента и высушиваемого материала. Чаще всего сушилки подобного типа работают с поперечной продувкой слоя движущегося материала сушильным агентом, при этом достигается равномерное высушивание, чему способствует перемешивание дисперсного материала при его пересыпании с верхней ленты на нижнюю. Основные недостатки ленточных сушилок – относительная громоздкость, сложность обслуживания и невысокая удельная производительность по высушиваемому материалу, отнесенная к 1 м³ объема камеры.

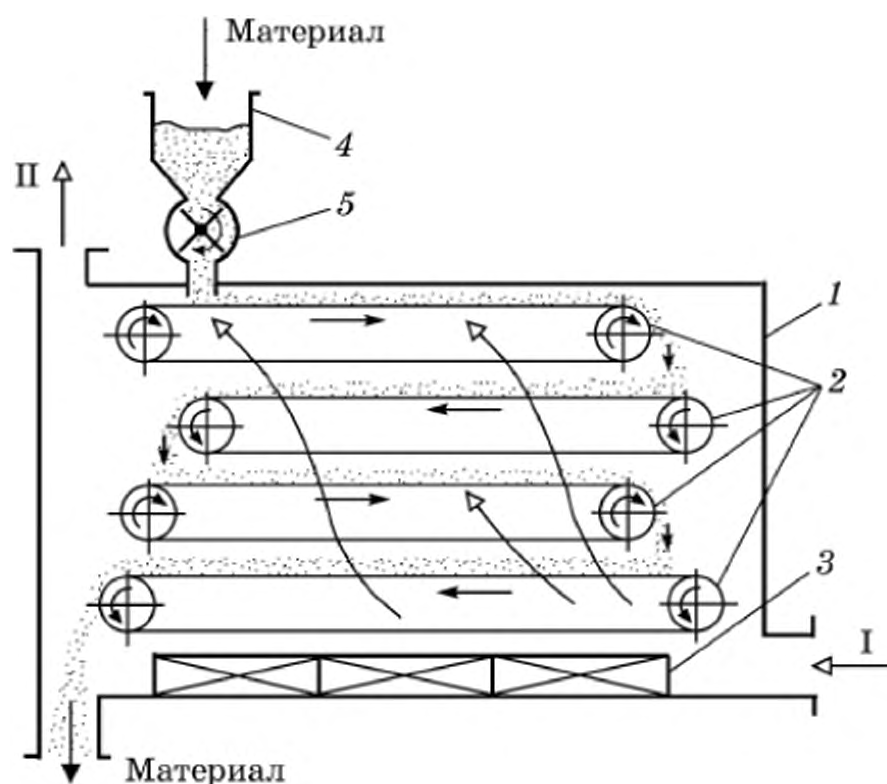


Рис. 10.23. Ленточная сушилка:

1 – корпус; 2 – транспортирующие ленты; 3 – калорифер; 4 – загрузочный бункер; 5 – секторный питатель; I и II – атмосферный и отработанный воздух

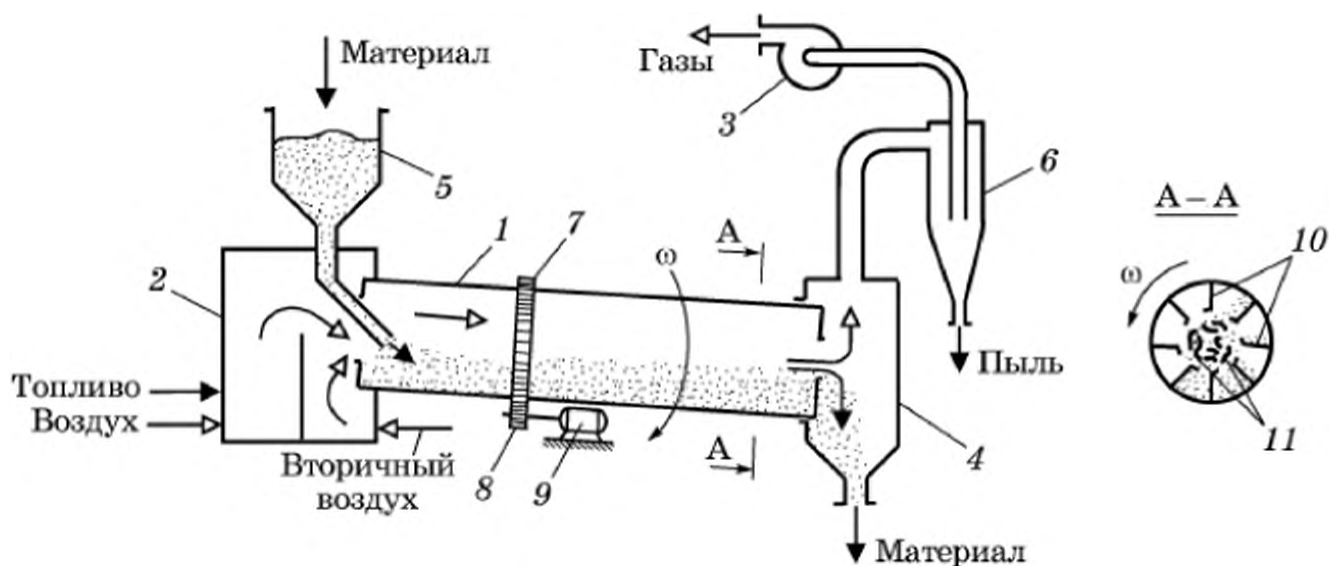


Рис. 10.24. Барабанная сушилка:

1 – вращающийся барабан; 2 – топка; 3 – вентилятор; 4 – разгрузочная камера; 5 – загрузочный бункер; 6 – циклон; 7 – зубчатый венец; 8 – шестеренчатая передача; 9 – электропривод; 10 – лопасти; 11 – насадка

Барабанные сушилки (рис. 10.24), широко применяемые для непрерывной сушки сыпучих материалов (минеральные соли, фосфориты, измельченное твердое топливо и т. п.), представляют собой цилиндрический барабан длиной до 27 м, диаметром до 3,5 м, устанавливаемый с небольшим ($2-7^\circ$) наклоном к горизонту. Барабан медленно (с частотой $5-8 \text{ мин}^{-1}$) вращается, что способствует продольному перемещению и поперечному перемешиванию сыпучего материала, заполняющего объем барабана на 10–20 %. Чтобы материал не располагался только в нижней части барабана сплошным слоем, на его внутренней поверхности имеются лопасти, которые при вращении барабана захватывают часть сыпучего материала, поднимают и ссыпают его вниз. Это приводит к заполнению всего рабочего объема барабана сплошной завесой падающего дисперсного материала. Через такую завесу вдоль оси барабана проходит поток сушильного агента, что обеспечивает обтекание потоком агента практически каждой частицы. Кроме того, в объеме барабана располагается насадка той или иной формы, о которую ударяются падающие частицы, что увеличивает время их падения и, следовательно, время их активного контакта с горячим сушильным агентом.

Барабанные сушилки надежны в работе, обеспечивают глубокую равномерную сушку дисперсных материалов при обычно прямолинейном движении потока материала и сушильного агента, но обладают повышенной металлоемкостью и громоздкостью привода, обеспечивающего вращательное движение барабана.

Сушилки с псевдоожиженным слоем (рис. 10.25) применяются при сушке дисперсных материалов с диаметром частиц,

не превышающим, как правило, 10–15 мм (минеральные соли, измельченные угли, гранулированные катализаторы и т. п.). Преимущество этого способа сушки – компактность сушильного аппарата, связанная с высокой интенсивностью процессов тепло- и массообмена сушильного агента с развитой поверхностью мелкодисперсного материала, простота изготовления аппаратов как круглого, так и прямоугольного сечения, возможность создания аппаратов большой производительности (до 100 т/ч при сушке гранулированного хлорида калия). Еще одно преимущество такого способа сушки – принципиальная возможность сушки пастообразных и даже жидких в исходном состоянии веществ на псевдоожиженном слое частиц инертного материала или на слое гранул сухимого продукта.

Сушилкам с псевдоожиженным слоем присущи и специфические недостатки: механическое истирание интенсивно перемешивающегося в псевдоожиженном слое материала, неравномерная сушка отдельных порций дисперсного материала, невысокая интенсивность процесса при сушке тонкодисперсных материалов, для которых затруднительно подводить необходимое количество теплоты без значительного пылеуноса или установки дополнительных теплоподводящих поверхностей внутри псевдоожиженного слоя.

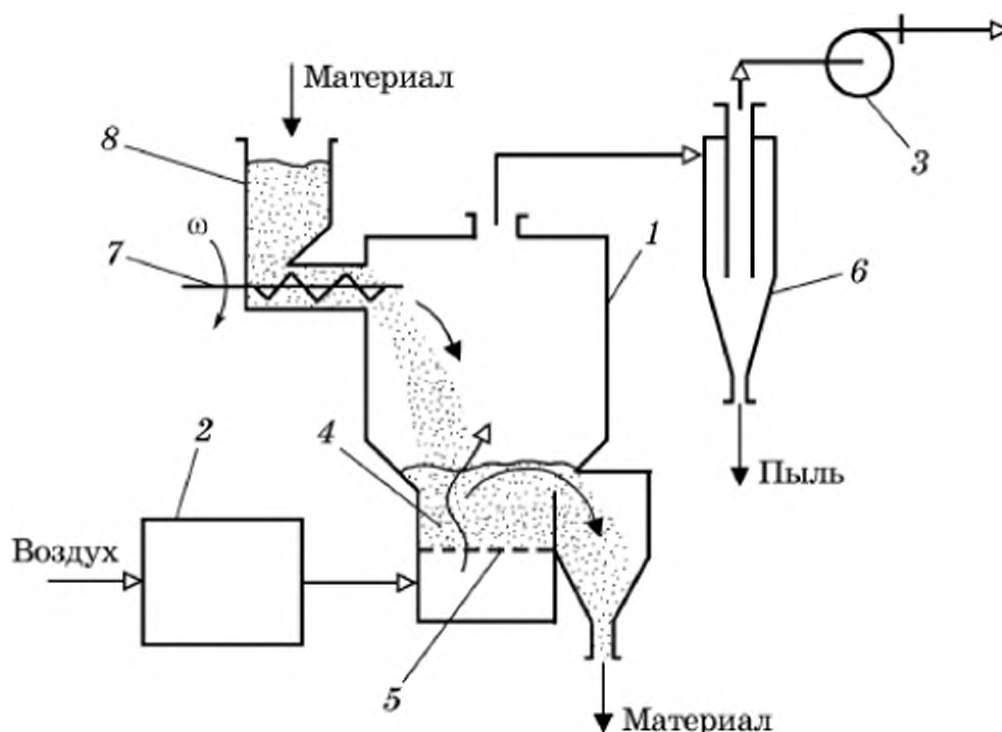


Рис. 10.25. Схема установки для сушки дисперсного материала в псевдоожиженном слое:

1 – корпус сушилки; 2 – калорифер; 3 – вентилятор; 4 – псевдоожиженный слой; 5 – газораспределительная, поддерживающая решетка; 6 – циклон; 7 – шнек; 8 – бункер исходного материала

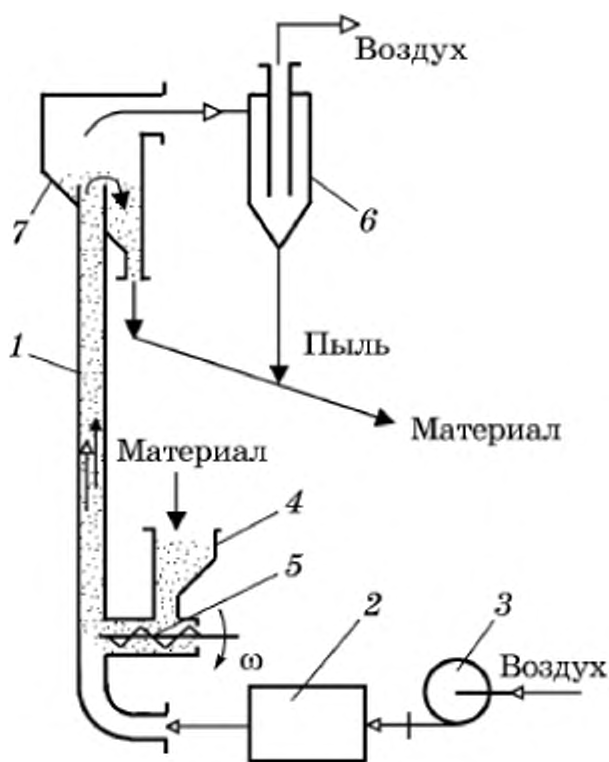


Рис. 10.26. Пневматическая труба-сушилка:

1 – вертикальная труба-сушилка; 2 – калорифер; 3 – вентилятор; 4 – бункер; 5 – шнековый питатель; 6 – циклон; 7 – сборник высушенного материала

Пневматические сушилки (рис. 10.26) предназначены для сушки твердых дисперсных материалов (диаметром до 1–1,5 мм) в течение короткого времени пролета частиц влажного материала по вертикальной трубе высотой до 20 м. Скорость восходящего движения сушильного агента в трубе должна быть больше скорости витания наиболее крупных частиц полидисперсного материала (см. гл. 2).

Время пребывания частиц в трубе обычно не превышает нескольких секунд, поэтому сушке в таких аппаратах подвергаются тонкодисперсные материалы (порошки), частицы которых сравнительно быстро отдают необходимое количество влаги.

Основное преимущество пневматических сушилок – предельная простота основной конструкции и малая производственная площадь, занимаемая такой сушилкой. Существенный недостаток способа сушки в трубе-сушилке – повышенные расходы сушильного

агента и теплоты, вызываемые необходимостью поддержания скоростей, не допускающих залеживания влажного материала в зоне его сушки; кроме того, здесь наблюдается заметное истирание механически непрочных материалов.

Распылительные сушилки (рис. 10.27) используются для сушки жидких в исходном состоянии материалов,

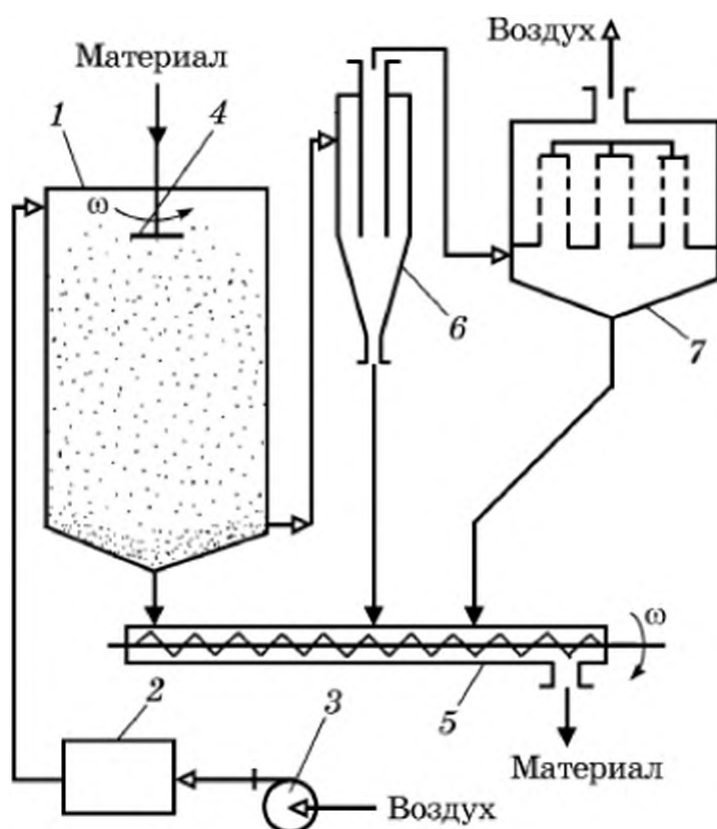


Рис. 10.27. Распылительная сушилка:

1 – корпус сушилки; 2 – калорифер; 3 – вентилятор; 4 – распыливающий диск; 5 – шнек; 6 – циклон; 7 – рукавный фильтр

которые можно распылять на мелкие (20–60 мкм) капли с помощью специальных устройств (форсунок) или с помощью быстро вращающихся (до 10 000 мин⁻¹) дисков. Образующийся при распылении факел из мелких капель подлежащего высушиванию продукта продувается горячим сушильным агентом. Благодаря большой удельной поверхности мелких капель происходит интенсивное испарение влаги, и за короткое время падения внутри рабочего объема сушильного аппарата капли успевают превратиться в мелкие частички твердого вещества. Получающийся порошок сухого продукта непрерывно выгружается из нижней части аппарата.

Сушка мелких капель происходит в пределах периода постоянной скорости, при этом температура капель соответствует температуре мокрого термометра, которая обычно невысока. Это позволяет использовать сушильный агент высокой температуры (до 800–1000 °С) без опасности перегрева высушиваемого материала. Высокая температура сушильного агента обеспечивает значительный подвод теплоты к развитой поверхности капель и интенсивное испарение влаги.

Недостатки распылительной сушки – большие габариты сушильной камеры и рукавного фильтра (см. гл. 2), улавливающего наиболее мелкую пыль, уносимую из сушилки потоком теплоносителя; удельные расходы сушильного агента и теплоты при распылительной сушке оказываются значительными. С другой стороны, это, по существу, единственный способ сушки жидких веществ (растворов, суспензий и т. п.), поскольку сушка жидкостей в камерных сушилках хоть и является принципиально возможной, но показатели процесса при этом хуже, а процесс сушки в псевдоожиженном слое не обладает желательной устойчивостью, что часто приводит к образованию агломератов влажного материала.

Петлевые сушилки (рис. 10.28) предназначены для сушки пастообразных материалов, которые запрессовываются в сетчатую транспортную ленту и удерживаются на вертикальных участках ленты за счет сил адгезии. Лента с влажным материалом образует петли, таким образом увеличивается время пребывания (время сушки) влажного материала в рабочем объеме сушилки. Влажный материал в ячейках ленты с двух сторон обдувается горячим сушильным агентом, движущимся поперек ленты, т. е. вдоль слоя материала (на рис. 10.28 направление движения сушильного агента перпендикулярно плоскости рисунка).

Толщина слоев влажного материала, равная толщине сетчатой ленты, обычно составляет не более 20 мм, что при двустороннем обдуве обеспечивает большую удельную интенсивность теплопровода

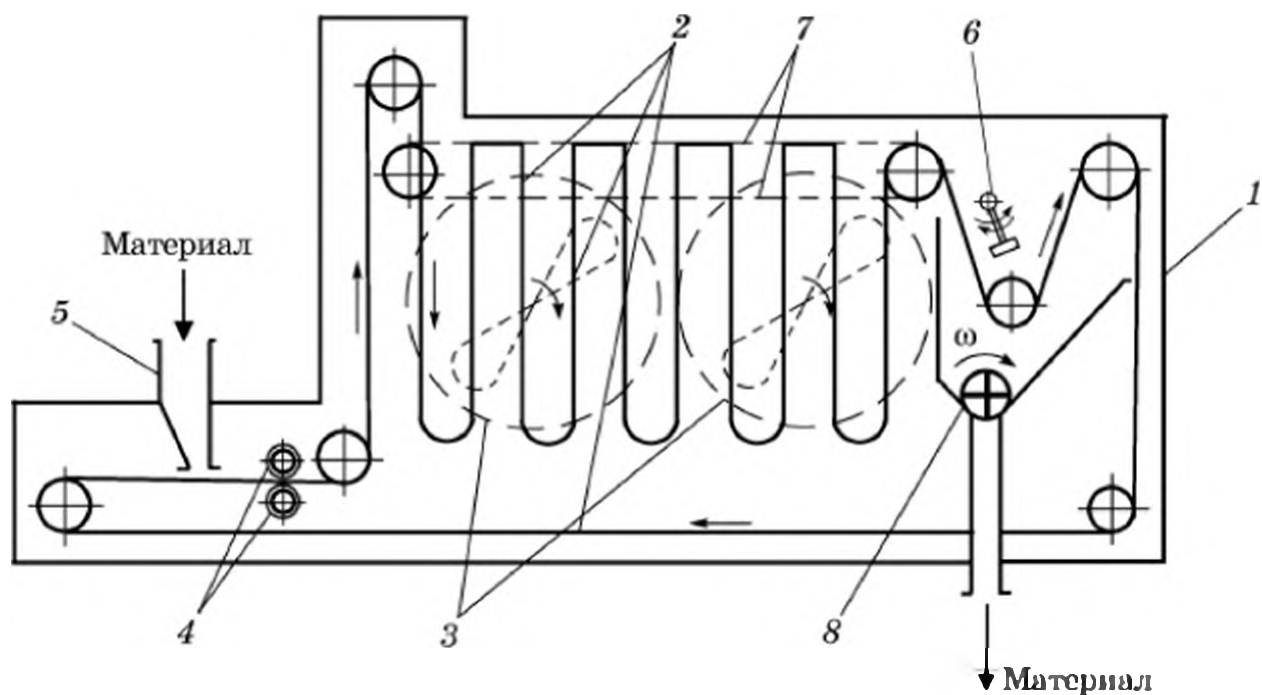


Рис. 10.28. Петлевая сушилка:

1 – корпус аппарата; 2 – бесконечная сетчатая лента; 3 – вентиляторы поперечной подачи сушильного агента; 4 – обогреваемые изнутри полые валки для впresseвывания пасты в сетку; 5 – бункер влажного материала; 6 – ударное устройство для выколачивания сухого материала из ленты; 7 – цепной конвейер для передвижения петель сетчатой ленты; 8 – приемный бункер и шнек для выгрузки высушенного материала

к высушиваемому материалу, чем в камерных сушилках, где слой пасты располагается в плоских кюветах и, следовательно, может получать теплоту и отдавать влагу только с одной стороны. Паста запрессовывается в ячейки сетчатой ленты с помощью обогреваемых изнутри валков, а высушенный материал извлекается из ленты специальным ударным устройством. Раскрошенный сухой материал падает в приемный бункер и отводится из него шнеком. Недостатки петлевых сушилок – громоздкость конструкции и значительные эксплуатационные расходы.

10.6.2. КОНТАКТНЫЕ СУШИЛКИ

При контактном способе подвода теплоты к высушиваемому материалу непосредственно от горячей твердой поверхности удается значительно интенсифицировать процесс по сравнению с конвективным теплоподводом. Действительно, численные значения коэффициентов теплоотдачи от газов (см. гл. 3) обычно не превышают $150 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ даже для частиц диаметром несколько миллиметров. Это не позволяет подводить к поверхности материала значительные потоки теплоты, тогда как при плотном контакте с греющей поверхностью материалов незначительного поперечного размера (ткани, бумага, тонкие слои

пасты или мелкодисперсного материала) количество подводимой теплоты может быть увеличено в несколько раз. Сами греющие поверхности обогреваются чаще всего насыщенным водяным паром, реже – высококипящими жидкостями или расплавами солей. Относительным недостатком контактной сушки является опасность нежелательного перегрева материала, прилегающего к греющей поверхности.

Сушильные шкафы (рис. 10.29) с полыми полками, обогреваемыми изнутри конденсирующимся паром, – простейшие контактные сушилки, работающие в периодическом режиме. Шкафы используются для сушки небольших количеств разнообразных продуктов.

При сушке легко окисляющихся, взрывоопасных и выделяющих вредные пары материалов внутри сушильного шкафа создается разрежение (вакуум) за счет конденсации выделяющихся из материалов паров. Конденсация проводится в отдельном конденсаторе, где теплоту конденсации непрерывно отводит холодная вода. Интенсивность передачи теплоты в таких шкафах, как правило, незначительна вследствие наличия малотеплопроводных зазоров между греющей поверхностью полок и поверхностью противней, на которых находится высушиваемый материал.

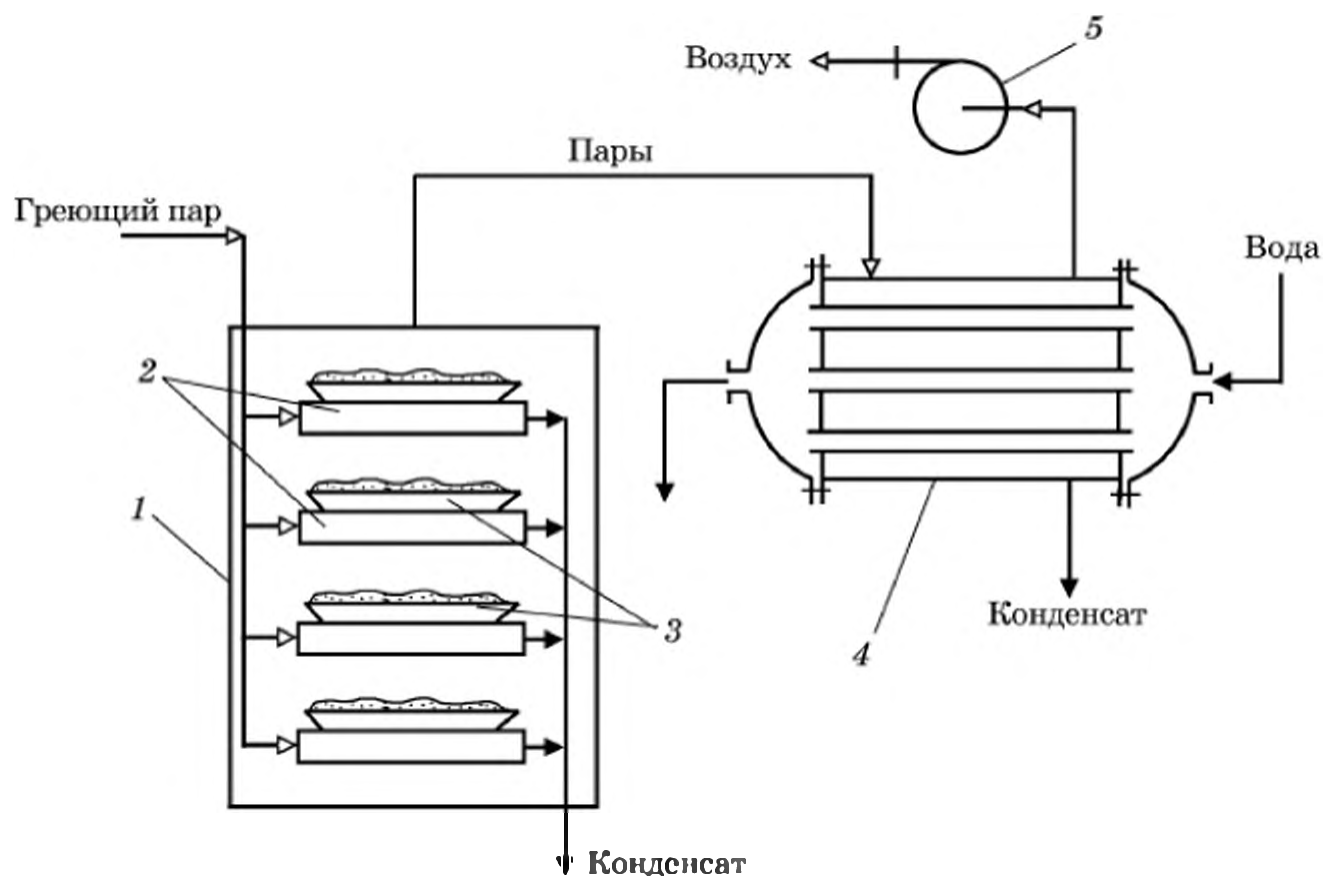


Рис. 10.29. Вакуум-сушильный шкаф:

1 – корпус; 2 – полые полки; 3 – противни с высушиваемым материалом; 4 – конденсатор паров удаляемой влаги; 5 – вакуум-насос

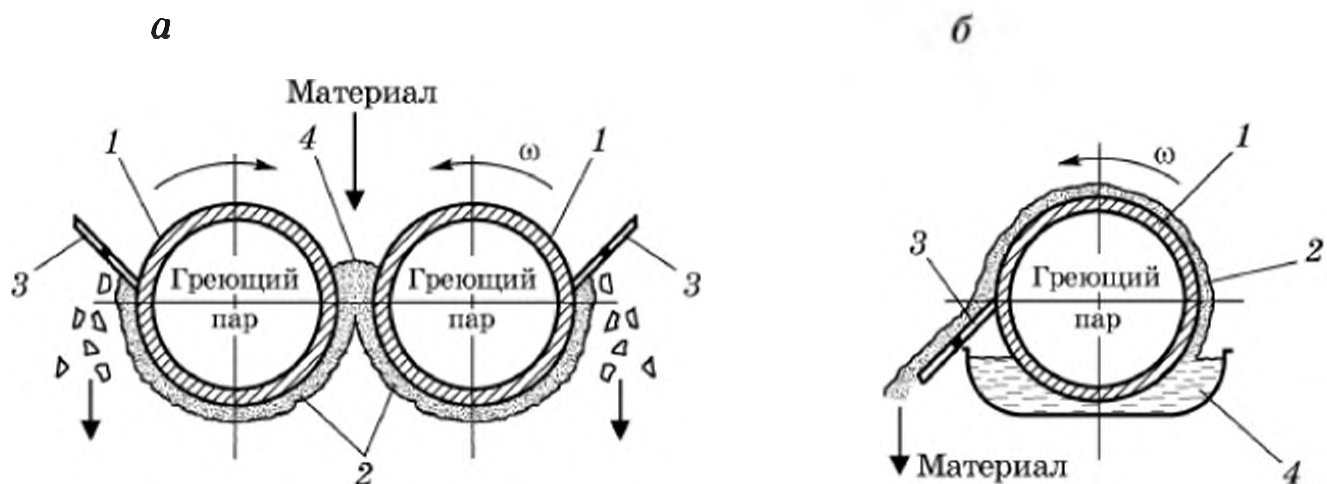


Рис. 10.30. Вальцевые сушилки (а – двухвальцевая, б – одновальцевая):
 1 – барабан; 2 – слой высушиваемого материала; 3 – нож для съема высушенного материала; 4 – исходный материал

Вальцевые сушилки (рис. 10.30) предназначены для непрерывной контактной сушки пастообразных материалов (или вязких суспензий). Основная часть двухвальцевых сушилок (рис. 10.30, а) – пустотелые медленно вращающиеся вальцы. В зазор между вальцами сверху поступает исходный пастообразный материал. Паста покрывает оба вальца тонкой (0,5–1,0 мм) пленкой, которая должна высохнуть до заданного конечного влагосодержания за один полный оборот вальцов. Сухой слой материала снимается ножом, плотно прижатым к гладкой наружной поверхности каждого вальца.

Медленно вращающийся барабан одновальцевой сушилки (рис. 10.29, б) своей нижней частью погружен в слой исходного материала, который, прилипая к наружной поверхности барабана (вальца), образует на нем тонкий слой. Этот слой быстро высушивается, получая теплоту на испарение влаги от металлической поверхности барабана. Как и в двухвальцевой сушилке, в полый барабан подается греющий насыщенный пар, который конденсируется на внутренней поверхности барабана; образующийся при этом конденсат непрерывно отводится из барабана через сифонную трубку. Продолжительность сушки слоя материала в вальцевых сушилках регулируется частотой вращения вальцов.

Вальцевые сушилки могут работать не только при атмосферном давлении, но и при разрежении, для чего вальцы и все вспомогательные части аппарата должны находиться внутри герметичного кожуха, в котором с помощью вакуум-насоса или конденсатора поддерживается пониженное давление. Такие конструкции громоздки, металлоемки и значительно сложнее в эксплуатации из-за необходимости герметизации устройств ввода исходного и вывода высушенного материала. С другой стороны,

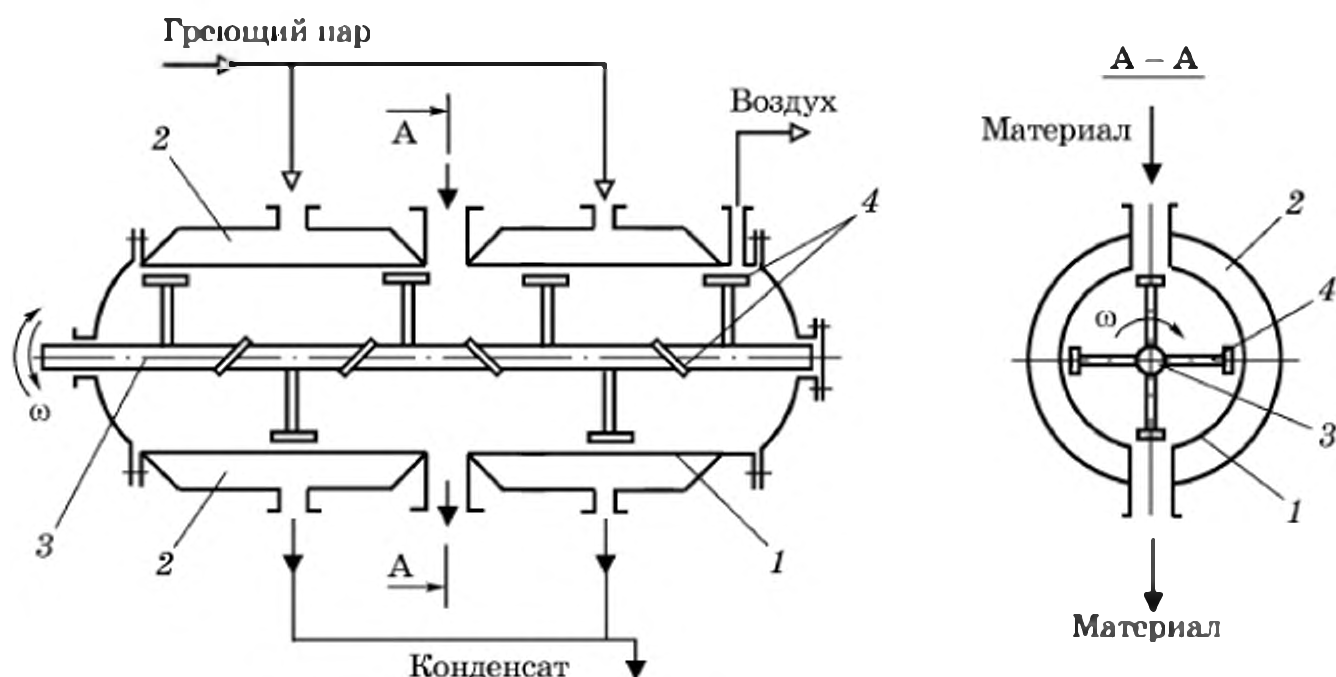


Рис. 10.31. Гребковая вакуум-сушилка:

1 – корпус; 2 – паровая рубашка; 3 – вал; 4 – гребки

сушка при пониженном давлении интенсифицирует процесс и позволяет снизить температуру поверхности валцов, что предотвращает возможный перегрев материала.

Гребковые вакуум-сушилки (рис. 10.31) периодического действия предназначены для высушивания дисперсных материалов. Слой материала, находящийся в нижней части барабана, перемешивается гребковыми мешалками, что интенсифицирует контактный процесс теплоотдачи от горячей цилиндрической поверхности. Кроме того, гребки разрушают комки влажного материала, которые могут образовываться на первых стадиях процесса. Стенки барабана обогреваются греющим паром, который конденсируется в паровой рубашке аппарата.

Камера сушилки соединяется с вакуум-насосом или с конденсатором, поддерживающим разрежение в рабочем объеме аппарата. Производительность сушилки зависит от температуры (давления) греющего пара, разрежения в камере и от влагопереносных свойств материала. Гребковые вакуум-сушилки часто используются для обезвоживания пожаро- и взрывоопасных материалов лакокрасочной промышленности.

10.7. СПЕЦИАЛЬНЫЕ СПОСОБЫ СУШКИ

Этим термином объединяют все способы сушки, в которых не используются конвективный или контактный методы нагревания высушиваемого материала.

Радиационная сушка осуществляется за счет восприятия высушиваемым материалом инфракрасной (тепловой) части спек-

тра электромагнитного излучения с длиной волн от 0,5 до 350 мкм. Энергия инфракрасного излучения, попадая на поверхность влажного материала, превращается в теплоту. Собственно выделение теплоты происходит в основном на наружной поверхности материала, и лишь незначительная часть излучения проникает на некоторую глубину в капиллярно-пористую структуру материала и там диссипируется в теплоту. От наружной поверхности в глубь влажного материала теплота распространяется за счет механизма теплопроводности.

В качестве источников ИК излучения используются электрические лампы накаливания, снабженные индивидуальными экранами (рефлекторами), или газоразрядные источники. Внутренняя поверхность сушильной камеры экранируется. Назначение экранов (часто это алюминиевая фольга) – не только направление всей энергии излучения источника на материал, но и создание максимально равномерного лучистого потока, попадающего на поверхность материала. Еще одним источником излучения служат радиаторы (панели) из металлических или керамических плит, нагреваемых до температур 600–800 °С продуктами сгорания органического топлива (топочными газами).

Преимущество ламповых источников ИК излучения по сравнению с горячими панелями – их малая инерционность и компактность электропитания самих ламп. Однако электрическая энергия, используемая для питания ламповых излучателей, дороже тепловой энергии топлива приблизительно в 2,5 раза. Кроме того, ламповые источники не обладают механической прочностью. Поддержание высокой температуры излучающих панелей обходится дешевле, они механически более прочны, лучистый поток от панелей более равномерный и специального экранирования, как правило, не требуется.

Еще один источник ИК излучения – теплоэлектрические нагреватели (ТЭНы). Это металлические трубки диаметром 25 или 37 мм и длиной от 0,5 до 2 м, заполненные кварцевым песком и имеющие внутри нихромовый провод активного электрического нагревания. Мощность, выделяемая внутри такого устройства (обычно несколько киловатт), достаточна для поддержания температуры наружной поверхности трубки на уровне 600–800 °С.

Недостаток ТЭНов – высокая стоимость используемого электронагрева. Преимущество по сравнению с плоскими панелями – возможность создавать за счет некоторого изгиба труб общую поверхность излучения, соответствующую поверхности высушиваемого изделия.

Высокая температура источников излучения позволяет подводить к поверхности высушиваемого материала еще большие

потоки теплоты, чем при контактной сушке, и тем интенсифицировать процесс удаления влаги с поверхности влажного материала. При необходимости интенсивность лучистого подвода теплоты можно сравнительно несложно увеличить относительно небольшим повышением температуры источника, так как, согласно закону Стефана – Больцмана (см. формулу (3.4)), мощность электромагнитного излучения пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры источника излучения. В связи с этим радиационная сушка наиболее удобна для обезвоживания высоковлажных тонких объектов, не обладающих заметным внутренним сопротивлением переносу влаги.

Еще одно существенное преимущество этого способа сушки по сравнению с конвективным – отсутствие потока сушильного агента, содержащего взвешенные частицы (пыль воздуха или зола и сажа продуктов сгорания топлива), которые попадали бы на поверхность высушиваемого материала. Это обстоятельство важно при сушке лакокрасочных покрытий (от воды или других жидких растворителей), наносимых тонким слоем на поверхность металлических (кузова автомобилей) или иных крупногабаритных изделий.

Форма аппаратов для ИК сушки лакокрасочных покрытий определяется формой изделий, которые обычно перемещаются либо на цепной подвеске, либо на ленточном конвейере. Дисперсный материал в виде относительно тонкого (несколько сантиметров) слоя может размещаться также на транспортной ленте. Излучатели устанавливаются как можно ближе к поверхности влажного материала, чтобы обеспечить максимальную величину лучистого потока. Из сушильной камеры производится непрерывная эвакуация выделяющихся из материала паров, для чего используется либо вакуум-насос, либо конденсатор этих паров, как показано на рис. 10.29 на примере контактной сушки.

Диэлектрическая (высокочастотная) сушка применяется для обезвоживания твердых материалов или изделий, для которых недопустимы механические напряжения, возникающие при сушке капиллярно-пористых материалов. Причиной таких напряжений оказываются неодинаковые значения влагосодержания в различных точках материала, что всегда имеет место при сушке материалов достаточно крупного размера в периоде убывающей скорости сушки, когда определяющим является сопротивление внутреннему переносу влаги.

Диэлектрическая сушка – единственный способ подвода теплоты к влажному материалу по всей его толщине, а не к поверхности, как при всех других способах сушки.

Высушиваемый материал помещается между пластинами конденсатора, к которым подводится переменное электрическое на-

пряжение высоких параметров (частота несколько мегагерц и напряжение до 10 кВ). Влажные материалы обладают диэлектрическими свойствами уже потому, что сама влага является диэлектриком. Колебания дипольных молекул в высокочастотном внешнем поле приводят к диссипации части электромагнитной энергии поля в теплоту, которая и выделяется по всей толщине влажного материала.

Количество выделяющейся внутри материала теплоты легко регулируется изменением электрических параметров колебательного контура высокочастотного генератора, а это позволяет подобрать для каждого конкретного материала такой режим сушки, при котором распределение влагосодержания в отдельных точках по толщине материала окажется практически равномерным. Равномерность распределения влагосодержания и не слишком значительные градиенты температуры по толщине материала обеспечивают отсутствие внутренних механических напряжений и связанного с ними растрескивания высушиваемого материала. Последнее важно, например, при обезвоживании некоторых изделий из керамики, пластмасс, качественной древесины и т. п.

Энергетические затраты при диэлектрическом способе сушки определяются стоимостью электроэнергии, расходуемой на испарение влаги. Однако приведенные затраты этого способа обезвоживания оказываются более высокими по сравнению с другими из-за значительной стоимости используемого здесь электрического оборудования (высокочастотный высоковольтный генератор и др.).

Конструкции собственно сушильных аппаратов для диэлектрической сушки специфичны и соответствуют форме высушиваемого материала.

Сублимационная сушка представляет собой сушку влажных материалов при низких температурах (до -50°C), когда влага в капиллярно-пористом материале находится в виде твердой фазы (льда). При низком остаточном давлении (1,0–0,1 мм рт. ст.), поддерживаемом с помощью конденсатора и вакуум насоса, происходит образование паров удаляемой из материала влаги непосредственно из твердой фазы, минуя обычное для процессов сушки жидкофазное состояние.

Высушенные сублимационным методом материалы сохраняют свои биохимические свойства, внутреннюю структуру, могут храниться длительное время, поэтому сублимационная сушка обычно используется при обезвоживании химико-фармацевтических препаратов, плазмы крови, высококачественных продуктов питания.

Расход энергии собственно на сублимационную сушку, как правило, не больше, чем при обычной контактной сушке, по-

сколько теплота на нагревание материала здесь не расходуется, а теплота, затрачиваемая на процесс сублимации влаги, лишь незначительно превышает теплоту испарения. И все же сублимационный способ оказывается относительно дорогостоящим из-за повышенных капитальных затрат на систему создания и поддержания достаточно глубокого разрежения (вакуума); кроме того, производительность сублимационных сушилок обычно невысока вследствие периодичности их работы и низкой скорости удаления влаги из материала при отрицательных температурах.

Сублимационная сушка, по существу, представляет собой разновидность контактной сушки, только проводимой не под атмосферным, а под пониженным давлением. По этой причине конструктивное оформление процесса аналогично контактной сушке (см. рис. 10.29); отличие состоит лишь в том, что уплотнения разъемных элементов аппарата при сублимационной сушке должны быть более надежными и соответствовать глубокому разрежению внутри рабочего объема камеры и соединительных трубопроводов.

Вопросы для самопроверки

1. Какие способы термической сушки используются в промышленности?
2. Какие бывают формы связи влаги с пористыми материалами?
3. Назовите основные параметры паровоздушной смеси. Как они определяются по диаграмме состояния?
4. Какова форма записи уравнений материального баланса по влаге в материале и в сушильном агенте?
5. Объясните физический смысл слагаемых уравнения теплового баланса сушильной установки (10.11).
6. Каков физический смысл удельных расходов сушильного агента и теплоты?
7. Что такое теоретическая и реальная сушилки?
8. Как изображаются на диаграмме состояния основные сушильные варианты?
9. Каким образом изображается процесс реальной сушки при известном значении потерь теплоты?
10. Назовите виды переноса влаги внутри капиллярно-пористых материалов.

11. Какие параметры процесса конвективной сушки влияют на наружное и внутреннее сопротивления процессу переноса влаги?
12. Какой вид имеют типовые кривые сушки и скорости сушки влажных материалов?
13. Выведите соотношение для времени периодической сушки.
14. Объясните физический смысл уравнений (10.37) и (10.39), описывающих процесс непрерывной сушки в периоде постоянной скорости.
15. Что принимается в качестве движущих сил процесса сушки и каким образом определяется их среднее значение?
16. Какие конструкции используются для сушки дисперсных материалов?
17. Какие конструкции используются для сушки пастообразных и жидких материалов?
18. Назовите специальные способы сушки. Какова область их использования?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Аппаратура гидромеханических, тепловых и массообменных процессов химической технологии / И. А. Гильденблат и др. М.: МХТИ, 1981. 160 с.
2. Гельперин Н. И. Основные процессы и аппараты химической технологии. Кн. 1, 2. М.: Химия, 1981. 812 с.
3. Дытнерский Ю. И. Процессы и аппараты химической технологии: Учебник для вузов. Ч. 1, 2. М.: Химия. 1992, 1995. 416; 386 с.
4. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. 9-е изд. М.: Химия, 1973. 750 с.
5. Коган В. Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии. Л.: Химия, 1977. 592 с.
6. Процессы и аппараты химической технологии. Явления переноса, макрокинетика, подобие, моделирование, проектирование. В 5 т. Т. 1. Основы теории процессов химической технологии / Под ред. А. М. Кутепова. М.: Логос, 2000. 616 с. Т. 2. Механические и гидромеханические процессы / Д. А. Баранов, В. Н. Блиничев, А. В. Вязьмин и др.; Под ред. А. М. Кутепова. М.: Логос, 2001. 600 с.
7. Методы расчета процессов и аппаратов химической технологии (Примеры и задачи): Учеб. пособие для вузов / П. Г. Романков, В. Ф. Фролов, О. М. Флисюк, М. И. Курочкина. СПб: Химия, 1993. 496 с.
8. Общий курс процессов и аппаратов химической технологии: Учебник для вузов: В 2 кн. Кн. 1 / В. Г. Айнштейн, М. К. Захаров, Г. А. Носов и др.; Под ред. В. Г. Айнштейна. М.: Химия, 1999. 888 с.
9. Основные процессы и аппараты химической технологии: Пособие по курсовому проектированию / Г. С. Борисов, В. П. Брыков, Ю. И. Дытнерский и др.; Под ред. Ю. И. Дытнерского. 2-е изд. М.: Химия, 1995. 496 с.
10. Павлов К. Ф., Романков П. Г., Носков А. А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии: Учеб. пособие для вузов / Под ред. чл.-корр. АН СССР П. Г. Романкова. 10-е изд. Л.: Химия, 1987. 576 с.
11. Плановский А. Н., Николаев П. И. Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии. 3-е изд. М.: Химия, 1987. 540 с.
12. Процессы и аппараты химической технологии (Основы инженерной химии): Учебник для вузов / Н. Н. Смирнов, М. И. Курочкина, А. И. Волжинский и др.; Под ред. Н. Н. Смирнова. СПб: Химия, 1996. 408 с.

13. Руководство к практическим занятиям в лаборатории процессов и аппаратов химической технологии. 5-е изд. / Под ред. П. Г. Романова. Л.: Химия, 1979. 256 с.

Дополнительная

1. Аксельруд Г. А., Молчанов А. Д. Растворение твердых веществ. М.: Химия, 1977. 272 с.
2. Багатуров С. А. Основы теории и расчета перегонки и ректификации. 3-е изд. М.: Химия, 1974. 439 с.
3. Брагинский Л. Н., Бегачев В. И., Барабаш В. М. Перемешивание жидких сред. Л.: Химия, 1984. 336 с.
4. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. 2-е изд. М.: Высш. шк., 1973. 295 с.
5. Жужиков В. А. Фильтрование. 4-е изд. М.: Химия, 1980. 440 с.
6. Исаченко И. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 480 с.
7. Кафаров В. В. Основы массопередачи (Системы газ – жидкость, пар – жидкость, жидкость – жидкость). 3-е изд. М.: Высш. шк., 1979. 439 с.
8. Кафаров В. В., Петров В. Л., Мешалкин В. П. Принципы математического моделирования химико-технологических систем. М.: Химия, 1974. 344 с.
9. Кельцев Н. В. Основы адсорбционной техники. М.: Химия, 1976. 512 с.
10. Кутепов А. М., Стерман Л. С., Стюшин Н. Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. 3-е изд. М.: Высш. шк., 1986. 352 с.
11. Маньковский О. Н., Толчинский А. Р., Александров М. В. Теплообменная аппаратура химических производств / Под ред. П. Г. Романова и М. И. Курочкиной. Л.: Химия, 1976. 367 с.
12. Орехов И. И., Обрезков В. Д. Холод в процессах химической технологии. Л.: Изд-во ЛГУ, 1980. 256 с.
13. Основы жидкостной экстракции/Под ред. Г. А. Ягодина. М.: Химия, 1981. 400 с.
14. Плановский А. Н., Муштаев В. И., Ульянов В. М. Сушка дисперсных материалов в химической промышленности. М.: Химия, 1979. 287 с.
15. Протодьяконов И. О., Марцулевич Н. А., Марков А. В. Явления переноса в процессах химической технологии. Л.: Химия, 1982. 272 с.
16. Протодьяконов И. О., Сипаров С. В. Механика процесса адсорбции в системах газ – твердое тело. Л.: Наука, 1985. 282 с.

17. Псевдооживление / Под ред. В. Г. Айнштейна, А. П. Баскакова. М.: Химия, 1991. 440 с.
18. Рамм В. М. Абсорбция газов. М.: Химия, 1976. 655 с.
19. Романков П. Г., Курочкина М. И. Гидромеханические процессы химической технологии. 3-е изд. Л.: Химия, 1982. 288 с.
20. Романков П. Г., Курочкина М. И. Экстрагирование из твердых материалов. Л.: Химия, 1983. 256 с.
21. Романков П. Г., Фролов В. Ф. Массообменные процессы химической технологии (системы с твердой фазой). Л.: Химия, 1990. 388 с.
22. Романков П. Г., Фролов В. Ф. Теплообменные процессы химической технологии. Л.: Химия, 1982. 288 с.
23. Сажин Б. С. Основы техники сушки. М.: Химия, 1984. 319 с.
24. Соколов В. М. Центрифугирование. М.: Химия, 1976. 408 с.
25. Таубман Е. И. Выпаривание. М.: Химия, 1982. 388 с.
26. Тодес О. М., Себалло В. А., Гольцикер А. Д. Кристаллизация растворов. Л.: Химия, 1984. 232с.
27. Черкасский В. М. Насосы, вентиляторы, компрессоры. М.: Энергия, 1977. 424 с.
28. Шервуд Т., Пизфорд Р. Л., Уилки Ч. Массопередача / Пер. с англ. под ред. В. А. Малюсова. М.: Химия, 1982. 696 с.

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

ФРОЛОВ Владимир Федорович

Л Е К Ц И И
по курсу
"ПРОЦЕССЫ И АППАРАТЫ
ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ"

Редактор	<i>И. А. Червякова</i>
Технический редактор	<i>З. Е. Маркова</i>
Корректор	<i>Л. А. Яшина</i>
Компьютерный набор	<i>О. В. Рембовской</i>
Компьютерная верстка	<i>Т. М. Лебедевой,</i> <i>Е.Ю. Морозовой</i>
Компьютерная графика	<i>Е. Н. Березиной</i>

Усл. печ. л. 37,2. Уч.-изд. л. 42,5. ×

ХИМИЗДАТ
191023, Санкт-Петербург, Апраксин пер., 4

Электронное издание.
Для распространения путём размещения на сетевых ресурсах

ХИМИЗДАТ
191023, Санкт-Петербург, Апраксин пер., 4
Тел. коммерческой группы для приобретения лицензии
+7 (911) 169-27-00

e-mail: chimizdat@yandex.ru сайт: <http://www.chimizdat.ucoz.ru>