

Кислородно-иодный лазер с химической накачкой

Н.Н.Юрышев

Дан обзор принципов работы кислородно-иодного лазера (КИЛ), рассмотрены типы химических генераторов синглетного кислорода – ключевого элемента конструкции КИЛ. Описаны экспериментальные исследования непрерывного и импульсного КИЛ. Рассмотрено состояние теоретических исследований в этой области на данный момент, а также перспективы применения КИЛ.

содержание

| | |
|--|-----|
| Введение | 583 |
| 1. Принцип работы КИЛ | 583 |
| 2. Диссоциация молекулярного иода | 584 |
| 3. Химические генераторы СК | 585 |
| 4. Экспериментальное исследование непрерывного КИЛ | 589 |
| 5. Импульсный КИЛ | 590 |
| 6. Теоретические исследования КИЛ | 593 |
| 7. Применения КИЛ | 597 |
| Заключение | 598 |

Введение

Запуск в 1978 г. химического кислородно-иодного лазера (КИЛ) был венцом многолетних усилий по созданию химического лазера на электронных переходах. Решающим моментом в этой работе явилась разработка химического генератора синглетного кислорода (СК), обеспечивающего высокое содержание СК в газовом потоке и большую производительность, достаточную для создания лазеров мощностью несколько десятков киловатт.

Привлекательные особенности КИЛ – достаточно малая длина волны ($\lambda = 1.315$ мкм), однородность газовой активной среды (смеси кислорода с парами иода), узкая линия генерации и т. д. – сделали его объектом активного исследования в лабораториях США, Японии, России, КНР, Израиля, Франции, Чехии и других стран. Исследования КИЛ велись в разных направлениях – по созданию численной модели КИЛ, исследованию различных типов генераторов СК, изучению механизма диссоциации молекулярного иода в кислородно-иодной смеси, реализации импульсного режима работы КИЛ, поиску оптимальных конструкторских решений отдельных узлов и лазера в целом и т. д.

Затраченные усилия привели к впечатляющим успехам во многих направлениях и позволили создать ла-

зеры, не уступающие по основным характеристикам лазерам других типов, а в ряде случаев их превосходящие. В то же время работу нельзя считать завершенной, т. к. остались невыясненными до конца некоторые принципиальные вопросы работы КИЛ.

Специфика химических лазеров заключается в том, что исходные реагенты и продукты реакции, как правило, весьма токсичны и агрессивны (F_2 , HF, Cl_2 , CS_2 , H_2O_2 . . .), что требует специальных условий для работы с ними. Это обстоятельство ограничивает круг исследователей и делает химические лазеры достаточно экзотичными объектами. Тем не менее последнее десятилетие отмечено активизацией работ, связанных с совершенствованием химического КИЛ. Это обусловлено многообещающими перспективами его использования в различных областях, включая военные.

1. Принцип работы КИЛ

Инверсная населенность на уровнях сверхтонкой структуры атома иода была впервые использована для получения генерации в лазере на основе фотодиссоциации алкилиодидов и перфторалкилиодидов [1]. Результатом разработок фотодиссоционного иодного лазера являются такие установки как «Астерикс» в ФРГ [2] и «Искра-5» в России [3]. Обстоятельная монография [2] подвела итог многолетних исследований в этой области.

Успехи, достигнутые в развитии фотодиссоционных лазеров, показали, что атом иода является прекрасной лазерной частицей. Однако фотодиссоциация перфтор-

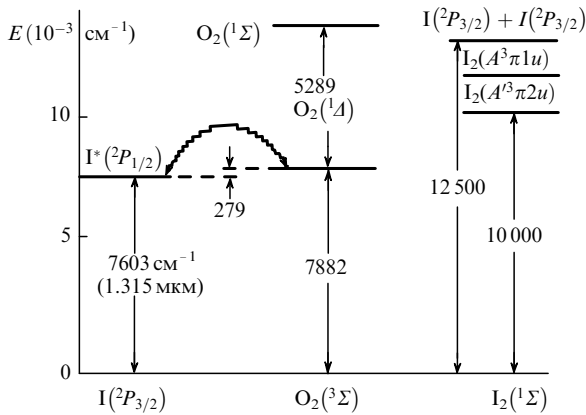
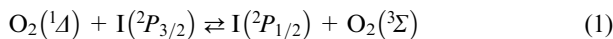


Рис.1. Схема уровней энергии основных компонентов активной среды КИЛ.

алкилиодидов оказалась не лучшим способом создания инверсии в силу большой разницы энергий квантов УФ излучения ($\lambda \sim 250$ нм), используемого для фотодиссоциации, и ИК излучения атома иода ($\lambda = 1.315$ нм). Альтернативный источник накачки атома иода был предложен Дервентом и Трашем, наблюдавшими быстрое тушение СК $O_2(^1A)$ атомарным иодом [4]. Передача энергии возбуждения первого электронного уровня молекулы кислорода основному состоянию атома иода



является очень быстрым процессом с константой скорости $K_1 = 7.6 \cdot 10^{-11}$ см³/с, что обеспечивает эффективную накачку верхнего лазерного уровня $I(^2P_{1/2})$. Надо отметить, что идея передачи энергии какого-либо донора рабочей лазерной частице является очень плодотворной и послужила основой для создания многих схем химических лазеров [5, 6].

Структура верхнего и нижнего состояний атома иода вместе со схемой нижних электронных уровней молекулы кислорода представлена на рис.1. Дефект энергии между состояниями $O_2(^1A)$ и $I(^2P_{1/2})$ составляет всего 402 К. Процесс (1) является обратимым и устанавливает равновесие в смеси кислорода и атомарного иода. Поскольку в соотношении (1) в обеих частях стоят одни и те же химические компоненты, то константа равновесия K_{eq} определяется только электронными статистическими суммами компонентов:

$$K_{eq} = \frac{[I(^2P_{1/2})][O_2(^3\Sigma)]}{[O_2(^1A)][I(^2P_{3/2})]} = \frac{3}{4} \exp \frac{402 \text{ К}}{T}. \quad (2)$$

Условие существования инверсии на переходе атома иода $I(^2P_{1/2}) \rightarrow I(^2P_{3/2})$

$$\frac{[I(^2P_{1/2})]}{[I(^2P_{3/2})]} > 1/2 \quad (3)$$

определяет необходимое содержание η СК в системе $O_2 - I$:

$$\eta_{th} = [O_2(^1A)] / \{ [O_2(^1A)] + [O_2(^3\Sigma)] \} > \frac{1}{1 + 2K_{eq}}. \quad (4)$$

При температуре 300 К имеем $K_{eq} = 2.84$ и $\eta_{th} = 0.15$. Отметим, что $\eta_{th} = 0.15$ соответствует идеальным усло-

виям отсутствия релаксационных процессов. В реальных условиях при наличии, например, релаксации иода с характерным временем τ_r положительное усиление в системе наблюдается при содержании СК

$$\eta_{th} = \frac{1}{1 + 2K_{eq}(1 - \tau_1/2\tau_r)}, \quad (5)$$

где $\tau_1^{-1} = K_1 [O_2(^1A)]$ – характерное время накачки атома иода.

Коэффициент усиления на переходе $I(^2P_{1/2}) \rightarrow I(^2P_{3/2})$

$$g = \sigma \left\{ [I(^2P_{1/2})] - \frac{1}{2} [I(^2P_{3/2})] \right\}, \quad (6)$$

где σ – сечение перехода. Для сильнейшего перехода $F = 3 \rightarrow F = 4$ имеем [7]

$$\sigma_{34} = \frac{7}{12} \frac{\lambda^2 A_{34} \sqrt{\pi \ln 2}}{4\pi^2 \Delta\nu_D} \exp \frac{\Delta\nu_1^2}{\Delta\nu_D^2 \ln 2} \operatorname{erfc} \frac{\Delta\nu_1}{\Delta\nu_D \ln \sqrt{2}}, \quad (7)$$

где $\Delta\nu_D = 1.48 \cdot 10^7 \sqrt{T}$ – ширина доплеровского контура в герцах; T – температура в кельвинах; $\Delta\nu_1$ – ударная ширина линии; A_{34} – коэффициент Эйнштейна. При комнатной температуре доплеровская ширина $\Delta\nu_D = 250$ МГц, и именно она определяет спектр генерации в типичных условиях работы лазера.

Ударное уширение зависит не только от рабочего давления, но и от состава газовой смеси. Характерные коэффициенты ударного уширения для кислорода и аргона, составляющих обычно основную часть газовой смеси, равны 5.7 и 4.7 МГц/мм рт.ст. соответственно [8]. Роль ударного уширения становится заметной при давлениях, превышающих 10–20 мм рт.ст.

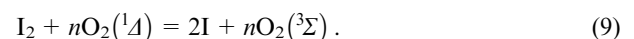
Как следует из (6), коэффициент усиления кислородно-иодной среды зависит от концентрации атомов иода в основном и возбужденном состояниях, которая, в свою очередь, определяется содержанием СК η . В условиях, когда η велико, практически весь иод находится в возбужденном состоянии и коэффициент усиления определяется концентрацией атомарного иода. Для диапазона $\eta = 0.5 - 0.8$ коэффициент усиления (в обратных сантиметрах) на переходе $3 \rightarrow 4$ [7]

$$g = (4 - 6) \cdot 10^{-18} [I], \quad (8)$$

где $[I]$ взято в обратных кубических сантиметрах. Таким образом, для получения среды с высоким усилением необходимо создать требуемую концентрацию атомов иода в смеси с высоким содержанием СК.

2. Диссоциация молекулярного иода

Обычно источником атомов иода является молекулярный иод, диссоциирующий при смешивании с СК. Впервые этот эффект наблюдался в [9] и привлек пристальное внимание в связи с разработкой КИЛ. В общем виде, исключая промежуточные этапы, процесс диссоциации можно записать так:

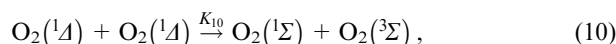


Данный процесс идет с константой скорости реакции K_9 , знания которой, в принципе, достаточно для анализа кинетики КИЛ. В [10] были определены функциональная зависимость скорости диссоциации (в см⁶/с) в процессе (9)

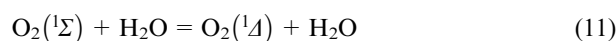
$$d[I_2]/dt = -(6 \pm 4) \cdot 10^{-29} [I_2] [O_2(^1A)]^2,$$

а также n , оказавшееся равным 3. Однако полученное значение относится к определенным условиям эксперимента – составу смеси, давлению, температуре – и может измениться при изменении условий.

Удельная энергия диссоциации молекулярного иода $D_0(I_2) = 35$ ккал/моль. Сравнение ее с энергией возбуждения СК, равной 22.5 ккал/моль, показывает необходимость участия по крайней мере двух молекул СК в диссоциации одной молекулы иода. Арнольд и др. предположили [9], что участие двух молекул СК обеспечивает образование молекулы кислорода в состоянии $O_2(^1\Sigma) -$

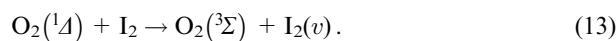
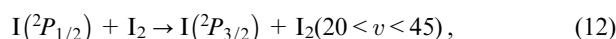


энергии которой достаточно для осуществления диссоциации $I_2 + O_2(^1\Sigma) = 2I + O_2(^3\Sigma)$. Предполагалось, что диссоциация идет с константой скорости $K_{10} = 2 \cdot 10^{-10}$ см³/с. Действительно, в [11] наблюдалась диссоциация молекулярного иода кислородом в состоянии $O_2(^1\Sigma)$. Однако измерения дали $K_{10} < 4 \cdot 10^{-12}$ см³/с. Такое малое K_{10} никак не может объяснить быструю диссоциацию, наблюдаемую в экспериментах с КИЛ даже при значительном содержании паров воды, которые являются активным тушителем состояния $O_2(^1\Sigma)$ в процессе



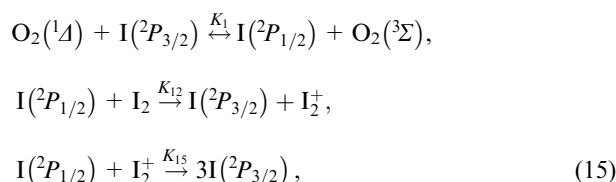
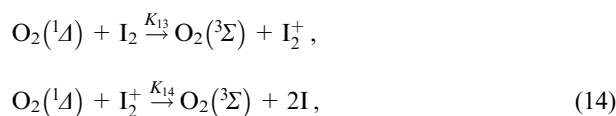
с константой скорости $K_{11} = 6.6 \cdot 10^{-12}$ см³/с.

Авторы [12] предположили, что диссоциация молекулы иода происходит за счет ее ступенчатого возбуждения в процессе энергообмена с СК. В качестве промежуточного было предложено состояние $I_2(^3P_{2u})$, энергия которого близка к энергии СК. Однако в дальнейшем авторы [12] изменили мнение о природе промежуточного состояния, предположив, что им является молекула иода в основном электронном, но высоковозбужденном колебательном состоянии $I_2(X, v > 20)$. Такие высоковозбужденные состояния молекулярного иода образуются в результате энергообмена [13–17]



В [17] наблюдалась высокая населенность уровня $A'(2u)$ молекулы иода, который, по мнению авторов, также может служить промежуточным состоянием.

Независимо от природы промежуточного состояния многоступенчатая диссоциация представляется как разветвленная реакция [12]:



где I_2^+ – промежуточное состояние. В случае колебательного возбуждения $I_2^+ = I_2(30 < v < 43)$.

Несмотря на то, что теория Хайднера [12] в настоящее время наиболее широко используется для описания диссоциации в численных моделях химических КИЛ, нельзя считать, что она адекватно описывает диссоциацию во всех экспериментальных условиях. В частности, в [18] наблюдалась диссоциация более быстрая, чем предсказывает модель. Надо отметить, что условия лазерного эксперимента [18] заметно отличались по давлению, составу смеси и содержанию СК от условий, в которых изучались промежуточные состояния.

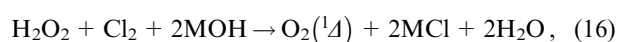
Расхождение между теорией и экспериментом, возможно, объясняется недостаточно полным отражением моделью реальной ситуации. В частности, в лазерных экспериментах при инъекции струи иода в поток СК реальные локальные концентрации иода в зоне смешивания с СК могут заметно превышать усредненные значения, используемые обычно при численном моделировании. Кроме того, весьма скупа кинетическая информация о поведении возможных промежуточных состояний в активной среде лазера. Нельзя исключить и влияние на диссоциацию колебательно-возбужденного СК. Такие возможности рассматривались в работе [19].

Молекулярный иод нашел наибольшее распространение как источник атомов иода в непрерывном КИЛ. Однако он не лишен недостатков, связанных с низким давлением паров. По этой причине использование молекулярного иода требует включения в конструкцию лазера специальных генераторов паров иода, а также устройств для подогрева транспортирующих его трубопроводов с целью предотвращения кристаллизации паров иода на стенках. В [20] были исследованы в качестве доноров иода иодсодержащие соединения, имеющие более высокое давление насыщенных паров, нежели I_2 , – ICl , ICN , CH_3I , CF_3I , C_6H_5I , $(CH_3)_3SiI$. Было обнаружено, что из приведенного ряда только ICl заметно диссоциирует при смешивании с СК, однако эффективность этого процесса ниже, чем в случае I_2 . На диссоциацию одной молекулы ICl , т.е. на получение одного атома иода, затрачивалось 20 молекул $O_2(^1A)$, в то время как в случае I_2 по различным данным требуется от 3 до 6 молекул кислорода.

3. Химические генераторы СК

Как следует из принципа работы КИЛ, содержание СК в активной среде в первую очередь определяет энергетические характеристики лазера. Это объясняет внимание, которое уделяется разработкам генераторов СК (ГСК). В принципе, существует много способов получения СК, они достаточно подробно изложены в обзоре [21]. Однако, как следует из вышеизложенного, для КИЛ пригодны лишь методы, позволяющие получать СК с содержанием, большим η_{th} . В настоящее время лишь химический способ и фотолиз озона доказали свою пригодность для КИЛ.

Наибольшее распространение получил химический способ, основанный на реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода. Брутто-реакция процесса может быть записана в виде



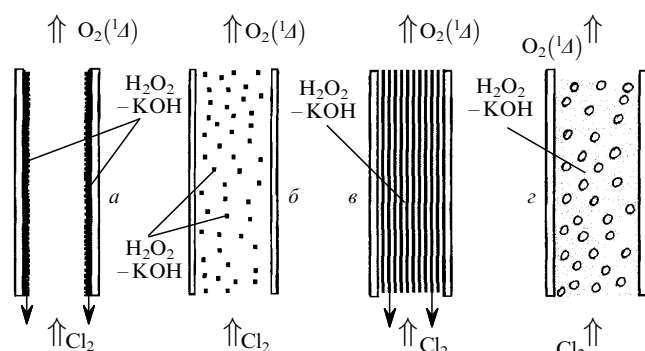
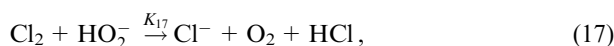


Рис.2. Способы осуществления газожидкостных реакций: пленочный (а), аэрозольный (б), струйный (в) и барботажный (г).

где М — атом щелочного металла (K, Na, Li).

Как показано в [22], основным звеном в цепочке реакций является реакция растворенного хлора с ионом HO_2^- :



идущая с константой скорости $K_{17} > 10^7$ л/моль·с. Поскольку в реакции (16) хлор является газообразным, а остальные компоненты — водные растворы, то (16) представляет собой пример газожидкостной реакции, для которой в химической технологии разработаны различные способы осуществления. Однако наличие в продуктах реакции возбужденных молекул накладывает определенные условия на режим процесса, диктуемые необходимостью сохранения максимальной концентрации $\text{O}_2(^1\Delta)$ в продуктах реакции и высокой степени утилизации хлора.

По способу осуществления газожидкостной реакции ГСК делятся на барботажные, пленочные, струйные и аэрозольные (рис.2). В *барботажном* ГСК газообразный хлор подается в щелочной раствор перекиси водорода через мелкие отверстия в нижней части реактора и образующиеся пузырьки хлора, всплывая, реагируют с раствором. При этом хлор поглощается раствором, реагирует в жидкой фазе, образуя СК, который, в свою очередь, переходит из жидкости в объем пузырька. В *пленочном* ГСК газообразный хлор реагирует с раствором, стекающим в виде тонкой пленки по поверхности насадки, помещенной в реактор. В *струйном* и *аэрозольном* ГСК

хлор реагирует с рабочим раствором, находящимся в виде струй или капель соответственно. На рис.3 показаны примеры реализации ГСК различных типов.

В условиях незначительной гетерогенной гибели СК в растворе его выход из ГСК определяется тремя факторами: характерным временем выработки хлора τ_c , характерным временем гибели СК в реакции пулинга (10) τ_d , а также эффективностью возбуждения Y_{sur}^0 кислорода, образующегося на поверхности контакта газ — жидкость.

Независимо от конструкции ГСК степень утилизации хлора $U(t)$ и содержание СК $\eta(t)$ описываются соотношениями [23]

$$U(t) = 1 - \exp(-t/\tau_c),$$

$$\eta(t) = Y_{\text{sur}}^0 / [1 + Y_{\text{sur}}^0 U(t) \tau_{\text{rea}} / \tau_d],$$

где $\tau_{\text{rea}} = (\tau_c / U^2) [t / \tau_c - U(1 + 0.5U)]$. Характерное время выработки хлора τ_c обратно пропорционально удельной поверхности контакта фаз и коэффициенту массопереноса. Чем больше удельная поверхность контакта фаз, тем выше будет эффективность ГСК.

Основной задачей при исследовании ГСК является выявление факторов, определяющих выход СК в реакции (17), т.е. Y_{sur}^0 . Как показано в [24], Y_{sur}^0 зависит от концентрации HO_2^- на поверхности раствора и константы скорости реакции K_{17} :

$$Y_{\text{sur}}^0 = \left\{ 1 + (D_{\text{Cl}_2}^{\text{liq}} / \tau_A K_{17} [\text{HO}_2^-]_{\text{sur}} D_{\text{O}_2}^{\text{liq}})^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (18)$$

где τ_A — время жизни СК в растворе; $D_{\text{Cl}_2}^{\text{liq}}$, $D_{\text{O}_2}^{\text{liq}}$ — коэффициенты диффузии в рабочем растворе хлора и кислорода соответственно. Видно, что при большой концентрации $[\text{HO}_2^-]_{\text{sur}}$ на границе контакта фаз выход СК близок к единице.

В обычно применяемых рабочих растворах содержание щелочи достаточно для получения высокого выхода СК. В [25] наблюдалась работа ГСК с практически постоянным выходом СК в диапазоне pH рабочих растворов от 1 до 7, что соответствует изменению концентрации $[\text{HO}_2^-]_{\text{sur}}$ от 4.5 до $3.5 \cdot 10^{-4}$ моль/л. В указанной работе расход хлора и его давление были невелики, поэтому концентрация $[\text{HO}_2^-]_{\text{sur}}$ совпадала с концентрацией $[\text{HO}_2^-]$ в объеме, т.е. истощения поверхностного слоя не происходило. Однако при более высоком давлении

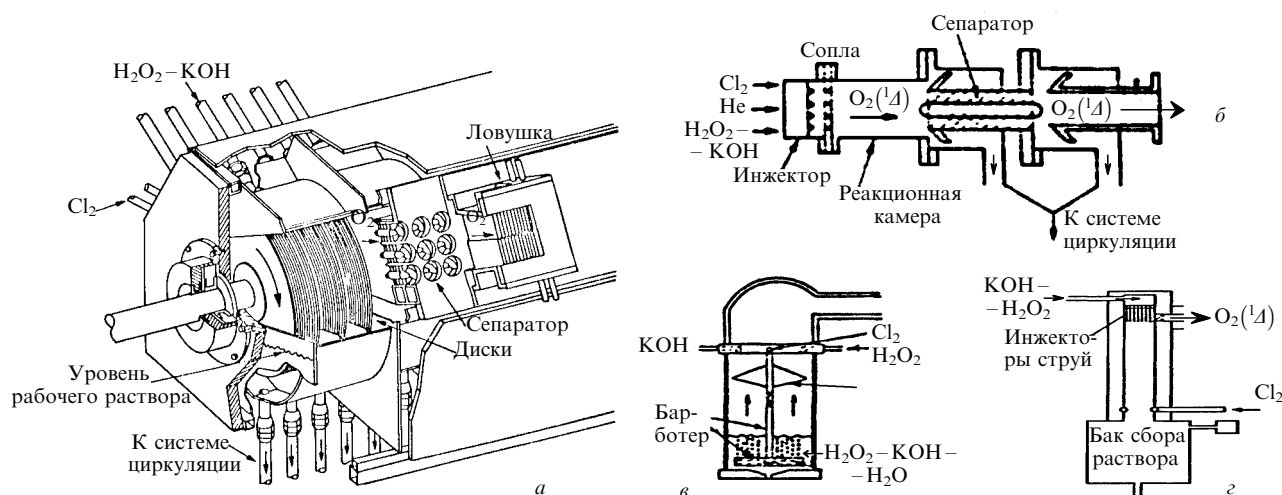


Рис.3. Типы ГСК: пленочный с вращающимися дисками (а), аэрозольный (б), барботажный (в) и струйный (г).

нии хлора или интенсификации массообмена такое истощение может иметь место, что приведет к уменьшению выхода СК в соответствии с формулой (18).

В [24] проведен теоретический анализ пленочного, барботажного и аэрозольного ГСК и определены границы рабочего давления хлора для ГСК каждого типа. Анализ ограничивался рассмотрением ламинарного движения газа и жидкости, а перенос хлора и ионов HO_2 считался молекулярным. Однако в реальных конструкциях ГСК большую роль играет турбулентный перенос. Так, в [26] отмечалось возможное влияние конвективного массопереноса в процессе образования пузырьков в барботажном ГСК, что проявлялось в слабой зависимости выхода СК от высоты слоя рабочего раствора и размера питающего отверстия, влияющего на размер пузыря. В силу этого полученные результаты можно рассматривать как качественные, но весьма важные с точки зрения сравнительного анализа ГСК различных типов.

В [27] разработана простая модель ГСК, в которой перенос компонентов в газовой и жидкой фазах описывается с помощью коэффициентов массопередачи, учитывающих реальный характер процесса и имеющих обширную экспериментальную базу данных. Модель используется для выявления общих закономерностей работы ГСК и поиска оптимальных режимов. Аналогичные исследования проведены в [23, 28].

Сравнение теории и эксперимента [29] показало, что данная модель удовлетворительно описывает работу барботажного ГСК, который при высоте слоя рабочего раствора $h = 4$ см обеспечивал выход СК 85–60 % при удельной нагрузке по хлору (т. е. расходу хлора на единицу площади поперечного сечения генератора) 0.01–0.1 ммоль/см²·с. Использование насадки в ГСК (тефлоновые кольца Рашига) не приводило к падению выхода СК, но позволяло стабилизировать режим барботирования и увеличить степень утилизации хлора за счет уменьшения газофазного масштаба [29].

Надо отметить, что в силу простоты конструкции наиболее широко используется барботажный ГСК [25–34]. Привлекательность его обусловлена не только простотой конструкции, но и высокой удельной поверхностью контакта фаз, достигающей 300 см⁻¹. Заметим, что для пленочного ГСК с вращающимися дисками эта величина составляет 10 см⁻¹, а для аэрозольного – 1 см⁻¹. Барботажный ГСК обеспечивает высокую утилизацию хлора, однако, несмотря на теоретические предсказания, выход СК в нем достаточно велик только при парциальном давлении кислорода в генераторе ~ 1 –2 мм рт. ст. Уменьшение толщины слоя рабочего раствора над барботером, а также повышение скорости откачки позволяет увеличить выход СК, приводя, однако, к снижению степени утилизации хлора.

Важную роль играет и конструкция барботера. Конструкции, обеспечивающие минимальное давление хлора на входе в жидкость, являются более предпочтительными, т. к. в этом случае менее вероятен режим с истощением поверхностной концентрации ионов HO_2 , приводящим к снижению Y_{sur}^0 . В отсутствие истощения снижение выхода СК обусловлено гибелью последнего в жидкой фазе (характерное время жизни $\tau_A \sim 10^{-6}$ с), а также реакцией «пулинга» (10), идущей с константой скорости $K_{10} \sim 2 \cdot 10^{-17}$ см³/с. Наличие «пулинга» ограничивает рабочее давление ГСК при заданной толщине слоя рабочего раствора. Уменьшая толщину слоя раствора,

можно поднять выход СК. В [32] толщина слоя была сведена к минимуму – пленке жидкости на поверхности вращающегося пористого цилиндра, полупогруженного в рабочий раствор. Молекулярный хлор, проходя через поры цилиндра и тонкий слой жидкости, реагировал с раствором. Авторам [32] удалось достичь давления СК 35 мм рт. ст. при выходе $\eta = 70$ –80 %, но невысокой нагрузке по хлору [33, 34].

Пленочные ГСК оказались более пригодными для работы с высоким давлением. Одной из наиболее совершенных конструкций является ГСК с вращающимися дисками [35], теоретический анализ которого проведен в [36]. Этот генератор позволял получать СК с содержанием 59 % при парциальном давлении кислорода 11.5 мм рт. ст. Общее давление в генераторе составляло 39 мм рт. ст., из которых 26 мм рт. ст. приходилось на гелий и 1 мм рт. ст. – на пары воды. При расходе хлора 0.73 моль/с степень его утилизации достигала 90 %, что при указанных параметрах соответствовало мощности 36.5 кВт и удельной мощности 181 Вт/см². При расходе хлора менее 0.4 моль/с генератор обеспечивал утилизацию, близкую к 100 %. Отметим, что идея создания ГСК с вращающимися дисками явилась развитием работ по пленочному генератору со свободно стекающей пленкой [37].

Высокие давления СК достигнуты в струйных ГСК, которые в настоящее время представляются наиболее перспективными. В экспериментах с импульсным струйным ГСК, когда струи рабочего раствора инжигируются в реактор, заполненный хлором, достигнуто давление кислорода 88 мм рт. ст. при выходе СК более 50 % [38]. Противоточный ГСК, модифицированный для работы в непрерывном режиме, обеспечивал давление кислорода 30 мм рт. ст. при выходе СК 60 % и степени утилизации хлора, достигавшей 90 % [39]. ГСК с диаметром реактора 2 см состоял из 280 инжигаторов, впрыскивающих рабочий раствор со скоростью 6 м/с в виде струй диаметром 0.3 мм. Скорость потока хлора, движущегося навстречу струям раствора, составляла 10 м/с. Увеличение скорости струй раствора до 20 м/с, а скорости газового потока – до 30 м/с позволило поднять давление кислорода до 100 мм рт. ст. при выходе СК около 60 % [40]. Удельная нагрузка по хлору составила 18 ммоль/см², а удельная мощность, запасенная в ГСК, – 0.77 кВт/см², что более чем на порядок превышает значения, достигнутые в ГСК других типов.

Несмотря на хорошие характеристики, предсказываемые для аэрозольных ГСК [24, 27, 41, 42], и ряд экспериментальных работ [37, 43, 44], ГСК этого типа не получили распространения. По-видимому, это связано как со сложностью их изготовления, так и с необходимостью сепарации аэрозолей, т. е. с дальнейшим усложнением конструкции, в то время как заметного увеличения эффективности в них по сравнению, например, со струйным ГСК не наблюдается. Более того, как отмечается в [40], при скоростях истечения струи раствора 14–35 м/с она разрушается в инжигаторе и на выходе из него состоит из множества капель, размеры которых не превышают диаметра инжигатора, т. е. происходит переход в струйно-капельный режим.

Практическое применение того или иного типа ГСК определяется конкретной задачей, т. е. требованиями к массо-габаритным характеристикам установки, необходимостью высокого рабочего давления, требованием к степени утилизации хлора и т. д. Так, струйный ГСК тре-

бует применения системы циркуляции, которая при высоком рабочем давлении должна быть довольно производительной. Однако система откачки имеет лучшие показатели по массе и габаритам при работе с невысокими рабочими давлениями. Так, например, насосы Рутса обладают наибольшей удельной производительностью (5 Вт/(л/с)) при входном давлении, не превышающем 10 мм рт. ст. По этой причине в некоторых случаях могут оказаться предпочтительнее невысокие рабочие давления, обеспечивающие высокий выход СК и эффективную работу КИЛ.

Несмотря на большое различие в производительностях ГСК на единицу площади поперечного сечения (18 ммоль/см²·с для струйного ГСК и 0.3 ммоль/см²·с для барботажного ГСК), производительности, отнесенные к единице объема ГСК, могут различаться не столь сильно. Действительно, струйный генератор имеет длину порядка 10 см, тогда как у барботажного ГСК необходимый размер по направлению газового потока может быть сделан порядка 1 см. Отметим, что транспортировка СК высокого давления создает определенные проблемы [45].

Особенностью работы ГСК на основе реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода является наличие в газовом потоке, выходящем из ГСК, паров воды, активно тушащих возбужденное состояние иода. Вода также замедляет диссоциацию молекулярного иода, поэтому обычно газовый поток перед смешиванием с молекулярным иодом осушают в низкотемпературной ловушке. Намороженный на стенках ловушки, лед уменьшает проходное сечение газового тракта, что приводит к увеличению давления в ГСК и, следовательно, к снижению выхода СК. При долговременной работе лазера необходимо удалять намерзший слой льда. Хотя эта задача технически осуществима [46], лучше было бы исключить ловушку из конструкции лазера. В принципе, для работы лазера существенна не абсолютная концентрация воды, а ее отношение к концентрации СК. Как показывает анализ, 5–10 %-ное содержание воды практически не влияет на коэффициент усиления. По этой причине в условиях работы с СК при высоком давлении (10–20 мм рт. ст.) низкотемпературную ловушку можно исключить из конструкции лазера, поскольку давление паров воды, соответствующее типичным рабочим температурам раствора, составляет 1–2 мм рт. ст. Такой подход был продемонстрирован в работе [47].

Однако для сверхзвукового варианта КИЛ даже такое содержание воды является нежелательным. Адиабатическое охлаждение газового потока приводит к конденсации паров воды и росту температуры потока, что, в свою очередь, уменьшает коэффициент усиления и мощность излучения [36].

Снижение содержания воды может быть достигнуто охлаждением рабочего раствора до температур, при которых давление насыщенных паров воды не превышает допустимого уровня [24]. В [48] экспериментально исследовано влияние температуры и состава рабочего раствора на выход СК. Было показано, что выход СК практически не зависит от состава в широком диапазоне, причем у составов, допускающих охлаждение вплоть до температуры –40°C, уменьшения выхода СК не наблюдается.

Сравнение систем КОН–Н₂O₂–Н₂O и NaOH–Н₂O₂–Н₂O показало, что у первой область составов, соответ-

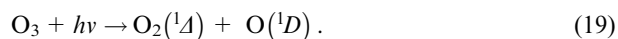
ствующих гомогенному жидкому состоянию, гораздо шире. Для нее удается приготовить гомогенные жидкие растворы с молярным отношением [KOH]/[H₂O₂] = 2, что соответствует стехиометрическому по реакции (16).

Наиболее низкие температуры кристаллизации (–60°C) наблюдаются у растворов с высоким содержанием перекиси водорода. Эти растворы могут быть приготовлены с использованием высококонцентрированной (~60–90 %) Н₂O₂, представляющей опасность при эксплуатации. Надо отметить, что первые КИЛ были выполнены с использованием именно 90 %-ной перекиси водорода. Исследования [48, 49] показали, что требуемый состав рабочего раствора может быть получен из различных исходных компонентов (водных растворов перекиси водорода и щелочи), причем выход СК не зависит от их концентрации. Действительно, КИЛ может работать с низкоконцентрированной (15 %) Н₂O₂ [50, 51], однако при этом невозможны низкотемпературный режим и высокое содержание щелочи, определяющее время выработки раствора. Заметим, что переход к низкотемпературным режимам работы ГСК и отказ от ловушки не снимает проблему отвода тепла (27 ккал/моль), выделяющегося в реакции (16) [27].

Наличие водяных паров является недостатком ГСК, работающего на реакции (16); это заставляет искать альтернативные методы получения СК, например термическое разложение эндоперекисей [52, 53]. Однако в настоящее время этот способ не может быть практически использован в КИЛ. В работе [54] исследовалась реакция хлора с порошкообразными Na₃PO₄·5H₂O·2H₂O, K₂PO₄·4H₂O·mH₂O, K₃CO₄·2H₂O·mH₂O. Авторы [54] получили поток СК, сравнимый с потоком от традиционного ГСК. К сожалению, приведенных в [54] данных недостаточно для однозначного вывода о преимуществе предлагаемого способа.

С точки зрения экологии и техники безопасности хлор и перекись водорода – нежелательные компоненты в технологии КИЛ. Существуют альтернативные способы получения СК, которые не являются химическими, и не вписываются в рамки понятия «химический лазер». Рассмотрим их кратко.

«Чистым» способом получения СК является фотолиз озона. Под действием УФ излучения ($\lambda < 300$ нм) молекулы озона диссоциируют, образуя с 90 %-ной вероятностью СК:



Фотолизный ГСК позволяет получать большие концентрации СК при высоком его содержании. Принципиальным недостатком такого ГСК является небольшой КПД, который, очевидно, не может превышать отношение энергии состояния O₂(¹Δ) к энергии кванта УФ излучения, т. е. 23 % [55]. Кроме того, как будет показано ниже, атомарный кислород, возникающий в реакции (19), играет отрицательную роль в кинетике КИЛ. Обычно атомы кислорода удаляют, используя их гетерогенную реакцию с пленкой окиси ртути, наносимой на стенку трубопровода. Такой метод пригоден, однако, для систем небольшого размера.

Авторы [56–58] развили идею фотолизного СК, предложив использовать ядерное излучение для получения как озона, так и УФ излучения для фотолиза озона. Последнее предлагается осуществить путем накачки экс-

мерных ламп ядерным излучением. Рассмотренные схемы фотолизных ГСК эффективны при высоких давлениях, что может привести к трудностям при смешивании СК с иодом или иодидом.

Электрический разряд как источник СК также не был обойден вниманием исследователей. Изучались различные типы разрядов – микроволновый, несамостоятельный, тлеющий и др. [59–63]. СВЧ разряд в кислороде, дающий выход СК 5–15 % в зависимости от давления, мощности разряда и скорости потока, широко используется как эталонный источник СК для калибровки систем регистрации. Однако, несмотря на оптимизм исследователей, до сих пор КИЛ с разрядным источником СК не запущен.

4. Экспериментальное исследование непрерывного КИЛ

Как известно, все газопоточные лазеры по способу взаимной ориентации оптической оси и направления потока делятся на лазеры продольной и поперечной геометрии. Для непрерывных КИЛ продольная геометрия использовалась лишь в первой работе [64]. Это обстоятельство, в частности, явилось одной из причин низкой выходной мощности (4 мВт), полученной при давлении кислорода 1 мм рт. ст. и скорости газового потока 15 м/с, хотя, конечно, мощность лимитировалась в первую очередь низким пропусканием зеркал (10^{-2} %), использованных для уверенного получения генерации в первом эксперименте.

Переход к поперечной геометрии и увеличение масштаба установки позволил поднять выходную мощность до 100 Вт при расходе хлора 0.03 моль/с [65]. Эффективность лазера, определяемая (в процентах) как

$$\gamma = W_{\text{las}}/940m_{\text{Cl}_2} \quad (20)$$

(где W_{las} – мощность лазера в ваттах; m_{Cl_2} – расход хлора в молях в секунду), составила всего 3.5 %. Низкое γ было обусловлено не только невысоким содержанием СК ($\eta = 35$ %), но и неоптимальным пропусканием зеркал резонатора ($T = 1.7$ %), в то время как оценки дают $T_{\text{opt}} = 0.5$ %. В этих условиях при большой скорости потока (60 м/с) не происходило полного извлечения энергии из активной среды лазера.

Примененные авторами [65] технические решения – нагрев иодной магистрали, защитный обдув зеркал резонатора инертным газом, покрытие внутренних поверхностей металлических узлов лазерной кюветы защитными смазками для предотвращения гетерогенной релаксации СК – были использованы в том или ином виде во всех последующих работах.

Целью этих работ было увеличение эффективности и выходной мощности лазера, оптимизация его конструкции и эксплуатационных характеристик. В [25] использовалась конструкция химического СО-лазера, состыкованная с барботажным химическим ГСК. Выходная мощность 10 Вт была достигнута при расходе хлора 15 ммоль/с. Выход кислорода при этом составлял 10 ммоль/с при содержании СК всего 30 ± 10 %. Эффективность этого лазера заметно уступала достигнутой в [65]. Использование в качестве растворителя тяжелой воды D_2O , время жизни СК в которой на порядок больше, чем в H_2O , не привело к увеличению мощности, что указы-

вает на незначительную роль тушения СК в жидкой фазе в условиях эксперимента. За счет тщательной оптимизации рабочих условий эффективность КИЛ удалось поднять до 18 % [66]. Однако выходная мощность и рабочее давление были небольшими – 5 Вт и 0.35 мм рт. ст., в то время как за счет низкого давления был достигнут выход СК 48 %.

Разработка и исследование КИЛ небольшого размера были проведены также в [50, 51, 67–75]. Особенностью лазера, описанного в работе [67], является низкая скорость потока (8 м/с), что потребовало сократить расстояние между инжектором иода и оптической осью до 4 мм. При расходе хлора 2.6 ммоль/с выходная мощность составила 11.6 Вт, т. е. эффективность лазера $\gamma = 5$ %. Из-за невысокой скорости потока максимальная мощность достигалась при низком содержании иода (0.2 %). Авторы [67] отмечают высокий достигнутый энергосъем по отношению к расходу иода (11 кДж/г). Удельная энергия по отношению к расходу хлора (64 Дж/г) уступает достигнутому в других работах, например в [66].

На той же установке (см. [67]) были выполнены измерения коэффициента усиления и параметра насыщения [68]. Ненасыщенный коэффициент усиления g_0 находился из соотношения

$$g_0 l = \frac{1}{2} [L_m + 2T + L_{sc} + L_p(\theta_0)], \quad (21)$$

где l – длина активной среды; T – пропускание зеркал резонатора; L_{sc} – потери на рассеяние и поглощение в оптических элементах; $L_p(\theta_0)$ – потери на отражение от помещенной в резонатор пластинки из CaF_2 при угле поворота, соответствующем порогу генерации; L_m – потери в резонаторе без учета пропускания зеркал.

Параметр насыщения I_s в предположении одночастотной генерации и доплеровской ширины линии усиления находился из выражения

$$P_0 = I_s TS \{ 2g_0 l / [L_m + 2T + L_p(\theta_0)]^2 - 1 \}, \quad (22)$$

где S – сечение пучка; P_0 – мощность генерации. На рис. 4 представлены зависимости g_0 и I_s от расхода хлора и, следовательно, от давления активной среды, состоящей в основном из кислорода. Видно, что измеренный ненасыщенный коэффициент усиления уменьшается с ростом давления кислорода, а параметр насыщения, линейно растущий в области малых давлений, начинает уменьшаться при максимальных давлениях, достигнутых в эксперименте. Авторы [68] не находят однозначного объяснения поведения исследуемых параметров ввиду недостаточной информации о характеристиках активной среды –

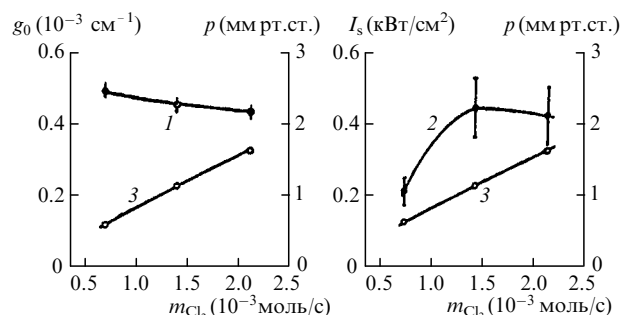


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления (1), параметра насыщения (2) и давления активной среды (3) от расхода хлора.

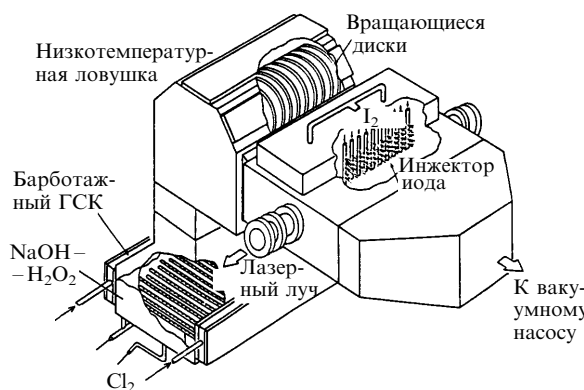


Рис.5. Конструкция непрерывного КИЛ с самоочищающейся ловушкой паров воды.

температуре, содержанию хлора и паров воды и т. д. Теоретический анализ эффекта насыщения в активной среде КИЛ [7] дает интенсивность насыщения, близкую к полученной экспериментально.

Как отмечалось выше, первые исследования КИЛ были выполнены с использованием высококонцентрированной перекиси водорода. В дальнейшем было показано, что успешно можно применять и безопасную низкоконцентрированную (концентрация $\sim 30\%$) перекись водорода [50, 51, 69]. Переход к низким концентрациям перекиси водорода приводит к увеличению содержания паров воды в продуктах ГСК. Однако этот недостаток устраняется повышением концентрации щелочи, используемой для приготовления раствора, либо применением более эффективной ловушки. Усовершенствовав конструкцию ловушки, удалось сохранить достигнутую выходную мощность при переходе от 85 %-ной H_2O_2 к 30 %-ной [69]. Отмечено, что генерация имела место при снижении концентрации вплоть до 15 %. В работе [51] удалось достигнуть высокой эффективности КИЛ (20,7 %), несмотря на низкую концентрацию использованной перекиси водорода.

Высокое содержание паров воды приводило к снижению ресурса ловушки (каналы забивались снегом), что ограничивало время непрерывной работы установки. Эта проблема была решена применением ловушки специальной конструкции (рис.5), которая включала систему из 12 тонких вращающихся охлаждаемых дисков диаметром 50 см каждый, на которых осаждался снег, возникающий во время работы лазера [76]. Специальные скребки постоянно очищали диски, что обеспечивало стабильную генерацию в течение 3 ч. Кроме того, долговременная стабильная работа КИЛ требовала циркуляции рабочего раствора и поддержания его оптимальных состава и температуры.

Несмотря на успехи, достигнутые в обеспечении долговременной службы ловушки, ведется поиск таких режимов работы КИЛ, которые позволили бы отказаться от ловушки вообще. Одним из путей в этом направлении является использование растворов, охлажденных до температур, при которых давление насыщенных паров воды достаточно мало [77]. Эта идея была реализована в работе [73]. При температуре рабочего раствора -20°C выходная мощность составила 5 Вт, а давление паров воды, по оценкам, было равно 200 мкм рт.ст., что, по видимому, и определяло довольно низкую эффективность лазера (1 %). Снижение температуры до -30°C

позволило вдвое уменьшить давление паров воды, что привело к увеличению мощности лазера до 87 Вт и эффективности – до 7,5 % [74].

Исследованию возможности упрощения конструкции лазера, а именно, снижению требований к ловушке, посвящена работа [18], в которой при давлении кислорода 5 мм рт.ст. и аномально высоком давлении паров воды была получена выходная мощность 4,5 кВт, причем практически не зависящая от давления паров воды вплоть до $p_{H_2O} \sim 1$ мм рт.ст. При дальнейшем повышении содержания воды мощность генерации резко падала. К сожалению, в [18] отсутствует информация, необходимая для понимания причин такого поведения выходной мощности.

Высокое рабочее давление в ГСК также позволяет работать без ловушки, что было продемонстрировано в [47]. Использовался струйный ГСК при температуре рабочего раствора -10°C . Требуемое отношение $[H_2O]/[O_2]$ достигалось за счет высокого давления (7–30 мм рт.ст.) кислорода на выходе ГСК. Максимальная мощность была получена при давлении в ГСК 20 мм рт.ст.

Совершенствование конструкции позволило создать компактный КИЛ мощностью 150 Вт без ловушки паров воды [78]. При этом оказалось возможным отказаться от охлаждения самого ГСК, поскольку рабочий раствор эффективно охлаждал газовый поток и содержание воды на выходе ГСК определялось его температурой (-10°C).

Наряду с созданием маломасштабных систем, используемых для исследований физики работы КИЛ, проводилась разработка мощных (более 1 кВт) систем, направленная как на создание технологических установок на базе КИЛ, так и на исследования в военных целях [79]. Наиболее заметным достижением в конструировании мульткиловаттного КИЛ следует считать созданный в США сверхзвуковой лазер мощностью 39 кВт на основе пленочного ГСК с вращающимися дисками [80], что явилось результатом многолетних усилий различных лабораторий США в этом направлении. Вопросы масштабирования непрерывных КИЛ и получение излучения высокого качества кратко рассмотрены в [81].

Как было показано в [7], в области линейной зависимости коэффициента усиления активной среды g от концентрации иода имеет место постоянство произведения $g_{\max}\tau_{1/2}$, где g_{\max} – максимальный коэффициент усиления в потоке; $\tau_{1/2}$ – время существования в потоке усиления, равного $g_{\max}/2$. Отсюда следует, что увеличение концентрации иода для получения высокого усиления приводит к уменьшению области усиления в направлении потока. Большая скорость потока в сверхзвуковом лазере позволила работать с относительно высоким содержанием иода, что привело к большому усилению ($gl = 38,7\%$). Максимальная мощность была достигнута при пропускании выходного зеркала $T = 20\%$, в то время как для дозвуковых КИЛ типично пропускание не более 5 %.

5. Импульсный КИЛ

Область применений химического КИЛ можно существенно расширить при использовании импульсного или импульсно-периодического режима работы. Очевиден способ трансформации непрерывного КИЛ в импульсно-периодический – применение модуляции добротности резонатора или ее разновидностей. В данном случае импульсный лазер практически не отличается от непрерывного. СК смешивается с молекулярным иодом и по-

лученная смесь, содержащая СК и атомарный иод, образующийся в результате диссоциации, заполняет объем резонатора. После заполнения включается добротность резонатора и происходит генерация.

Другой способ, предложенный в [81], отличается тем что заполнение активного объема осуществляется в отсутствие атомарного иода, а после окончания заполнения мгновенно создается требуемая концентрация атомов иода. Это достигается добавлением к СК не реагирующих с ним иодсодержащих соединений и последующим импульсным воздействием, приводящим к выделению атомов иода во всем объеме. При этом энергия генерации определяется объемом активной среды и содержанием в ней СК, а длительность генерации $\tau_g \sim 1/K_1 [I]$.

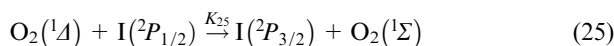
В процессе заполнения активного объема происходит релаксация запасенной энергии. Очевидно, что время заполнения активного объема не должно превышать характерное время релаксации энергозапаса τ_r . Это обстоятельство ограничивает характерный размер активной среды в направлении потока $L = v\tau_r$, где v – скорость потока. При этом запасенная в активной среде энергия

$$E = [O_2](\eta - \eta_{th})Sv\hbar\nu\tau_r, \quad (23)$$

а мощность генерации

$$W = K_1[I][O_2](\eta - \eta_{th})Sv\hbar\nu\tau_r, \quad (24)$$

где $h\nu$ – энергия кванта ($\lambda = 1.3$ мкм); S – поперечное сечение потока. В идеальной активной среде КИЛ, содержащей лишь СК и атомарный иод, основным релаксационным процессом при первом способе является реакция



с константой скорости $K_{25} = 10^{-13}$ см³/с и характерным временем $\tau_r^{(1)} = 1/K_{25}[I]$. При втором способе релаксация энергозапаса происходит в результате процесса (10) с характерным временем $\tau_r^{(2)} = 1.7/K_{10}[O_2(^1A)]$. Зная характерные времена $\tau_r^{(1)}$ и $\tau_r^{(2)}$, при прочих равных условиях (скорость потока, содержание СК) во втором случае можно получить выигрыш в энергии

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\tau_r^{(1)}}{\tau_r^{(2)}} = \frac{1.7K_{25}[I]}{[O_2(^1A)]} = \frac{8.5 \cdot 10^{-3}[I]}{[O_2(^1A)]},$$

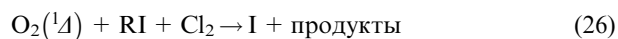
зависящий, как видно, от отношения концентраций иода и СК.

Оба способа были реализованы практически. Импульсный режим работы КИЛ с объемной импульсной наработкой иода был впервые получен в [82]. Поток, содержащий СК, смешивался с иодидом на входе в лазерную кювету. В отличие от непрерывного КИЛ здесь использовалась продольная геометрия. При облучении смеси импульсной ксеноновой лампой (энергия 1 кДж, длительность импульса 10 мкс) заметно различие энергий генерации при использовании разных иодидов (CH₃I, CF₃I, C₃F₇I), причем причины этого разброса различны для случаев наличия или отсутствия хлора в активной среде.

При неполной утилизации хлора в ГСК часть непрореагировавшего хлора попадает в газовый поток. В присутствии СК хлор реагирует с алкилиодидами (CH₃I), что приводит к появлению атомарного иода и последую-

щей релаксации энергозапаса по реакции (25) еще на стадии приготовления активной среды. Таким образом, здесь имеют место все релаксационные процессы и ограничения, присущие первому способу.

Исследование зависимости скорости появления атомарного иода от концентрации СК, иодида (CH₃I, C₃H₇I) и хлора в реакциях



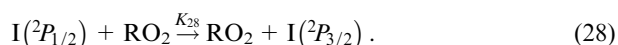
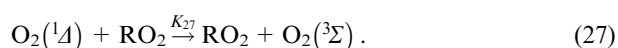
позволило определить константу скорости образования атомарного иода [83]:

$$K_{26} = 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}.$$

Здесь $R = \text{CH}_3, \text{C}_3\text{H}_7$. Для фторзамещенных алкилиодилов (CF₃I, C₃F₇I) в пределах чувствительности методики подобная реакция не обнаружена.

Детальные исследования влияния хлора на выходную энергию импульсного КИЛ [84] показали, что при использовании CF₃I добавка в поток СК заметного (0.5 мм рт. ст.) количества хлора приводит к незначительному снижению энергии генерации, тогда как при использовании CH₃I срыв генерации наблюдается при концентрациях Cl₂, на порядок меньших. Пороговый характер влияния хлора в последнем случае позволяет предположить, что его роль не ограничивается участием в реакции (26). Таким образом, при неполной утилизации хлора предпочтительно использование фторзамещенных алкилиодилов.

Иная ситуация наблюдается в смесях, свободных от хлора. В этом случае именно алкилиодидами позволяют получить более высокую энергию, причем увеличение энергии зависит, в частности, от содержания СК, а именно, разница между двумя типами доноров иода становится менее значительной при высоком содержании СК. В [85, 86] показано, что такое поведение является следствием релаксации СК и возбужденного иода в присутствии молекулы RO₂ ($R = \text{CF}_3, \text{C}_3\text{F}_7$):



Сама молекула RO₂ образуется в процессе



Для $R = \text{CF}_3$ реальная константа скорости процесса (29) $K_{29} = 1.9 \cdot 10^{-29}$ см⁶/с, в пределе низкого давления она равна 10^{-30} см⁶/с, а в пределе высокого давления реакция имеет бимолекулярный характер и $K_{29} = 1.8 \cdot 10^{-12}$ см³/с ($M = \text{N}_2, [\text{N}_2] = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³) [87]. Для $R = \text{CH}_3$ при $M = \text{N}_2, [\text{N}_2] = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ имеем $K_{29} = 4.5 \cdot 10^{-14}$ см³/с [88].

Сравнение результатов экспериментального наблюдения люминесценции иода $I(^2P_{1/2})$ и численного моделирования позволило предположить возможность двух вариантов влияния молекулы RO₂:

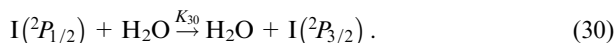
1) тушение СК радикалом R незначительно, при этом $K_{27} = 4.5 \cdot 10^{-11}$ см³/с и $K_{28} = 2.5 \cdot 10^{-11}$ см³/с;

2) радикал R тушит СК с константой скорости порядка 10^{-11} см³/с, причем наилучшее согласие с экспериментом имеет место при константах $K_{27} = 3.5 \cdot 10^{-11}$ см³/с и $K_{28} = 2.5 \cdot 10^{-12}$ см³/с.

Привлекательной особенностью работы импульсно-килогерцового КИЛ с объемной наработкой иода является слабая зависимость выходной энергии лазера от содержания водяных паров [89], что позволяет исключить низкотемпературную ловушку из конструкции лазера. Как показано в [90], это имеет место, если

$$K_1[\text{O}_2(^1\Delta)]/K_{30}[\text{H}_2\text{O}] \gg 1,$$

где $K_{30} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ – константа скорости процесса



Приведенное выше неравенство выполняется вплоть до давлений паров воды, соответствующих режиму теплоизолированного ГСК, т. е. когда $p_{\text{H}_2\text{O}} = 2.7 p_{\text{O}_2}$.

Оптимизация работы лазера позволила получить импульсы генерации с энергией 4.4 Дж и длительностью 15 мкс, что соответствует импульсной мощности 300 кВт. Достигнутый уровень мощности является на сегодня рекордным. Эти результаты получены при расходе хлора 17 ммоль/с, при котором в лучшем случае мощность непрерывного излучения составляет 680 Вт (в предположении 40 %-ной эффективности лазера) [73]. Таким образом, мощность импульсного КИЛ с объемной наработкой иода более чем в 400 раз превосходит мощность непрерывного КИЛ. Удельный энергопотреб, приведенный к давлению кислорода 1 мм рт. ст., составил 1 Дж/л·мм рт. ст. Аналогичные эксперименты выполнены также в работах [91, 92], причем полученные результаты близки к указанным выше.

Исследования зависимости выходной энергии от давления СК в ГСК на основе фотолиза озона показали, что при сохранении содержания СК выходная энергия прямо пропорциональна давлению СК, по крайней мере, до давлений порядка 5 мм рт. ст. [93]. Таким образом, у нас есть все основания надеяться на значительное улучшение энергетических характеристик импульсного КИЛ при использовании описанных выше ГСК высокого давления.

Как отмечалось в [81], при объемной импульсной наработке иода для разложения иодида может быть использовано любое воздействие, обеспечивающее требуемую скорость образования атомов и не приводящее к снижению энергозапаса. В качестве возможных методов указывались фотолиз, электрический разряд, электронный пучок, радиолиз. Практически все работы по импульсному КИЛ выполнены с использованием фотолиза. Фотолиз обеспечивает чистоту и контролируемость эксперимента, что существенно при исследовании процессов в активной среде, однако он обладает рядом недостатков с точки зрения эксплуатации. Прежде всего это низкий электрический КПД, ограниченность выбора иодидов, диссоциирующих под действием света, трудности обеспечения импульсно-периодического режима.

Из других методов в настоящее время применяется лишь электрический разряд [94]. Было показано, что энергетическая эффективность разрядного инициирования в 350 раз выше фотолизного. Это связано, в частности, с невысокой эффективностью использования УФ излучения в установке малого масштаба, поэтому представляет интерес определить эффективность лазера по отношению к вложенной в активную среду энергии. Тем не менее продемонстрированная возможность применения электрического разряда для инициирования КИЛ позво-

ляет с уверенностью рассчитывать на возможность создания импульсно-периодических КИЛ.

Импульсный радиолиз для инициирования КИЛ не использовался. Весьма обнадеживают результаты работы [95], в которой исследовалась диссоциация иодидов под действием сильнофокусированного электронного пучка. В частности, удалось получить концентрацию атомов иода порядка $1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при энергозатратах $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^3$, что соответствует эффективности диссоциации около 40 %.

При получении импульсного режима КИЛ методом модуляции добротности конструкция лазера практически не отличается от конструкции непрерывного лазера, а исходная рабочая смесь – смесь СК с молекулярным иодом. Естественно, что при этом сохраняются все особенности работы КИЛ, связанные с диссоциацией молекулярного иода, релаксацией и т. д. К преимуществам данного метода следует отнести то, что переход от импульсного режима к непрерывному не требует изменений конструкции, т. е. оба режима могут быть реализованы на одной и той же установке.

Простейший способ модуляции потерь с помощью вращающегося диска с отверстиями был использован в [96]. Такой диск устанавливался в резонаторе непрерывного КИЛ с расходом хлора до 250 ммоль/мин. Экспериментально исследовалось влияние частоты модуляции на отношение импульсной мощности к непрерывной (W_p/W_{cw}). Наибольшее достигнутое в эксперименте $W_p/W_{cw} = 11$. Результаты численного моделирования показывают, что отношение мощностей зависит от относительного содержания иода и растет с его увеличением. Варьируя частоту модуляции, удалось показать, что максимальная средняя мощность достигается, когда время между импульсами соответствует времени обновления рабочей смеси в объеме резонатора.

Использование эффекта Зеемана для модуляции потерь непрерывного КИЛ продемонстрировано в [97]. Нагреваемая ячейка с молекулярным иодом, помещенная в магнитное поле, устанавливалась в резонаторе лазера. Расщепление уровней атомарного иода, образующегося в результате термической диссоциации, приводило к уменьшению поглощения в ячейке на 90 % при напряженности магнитного поля 1.1 кГс. В [97] исследовалось влияние рабочего давления и частоты модуляции на отношение W_p/W_{cw} и среднюю мощность. При линейной схеме резонатора $W_p/W_{cw} = 7.8$. Для увеличения объема, из которого происходит извлечение энергии, была использована схема резонатора с «изломом луча». При этом объем был увеличен почти в 3 раза и максимальное W_p/W_{cw} увеличилось до 16. Средняя мощность составила 630 Вт при частоте повторения импульсов 2.28 кГц и энергии в импульсе 0.28 Дж, что соответствовало удельной энергии 0.33 Дж/л. Длительность импульса (40 мкс) практически не зависела от давления, в то время как форма импульса при давлении 8 мм рт. ст. хорошо согласуется с теоретической, а при давлении 2 мм рт. ст. согласие отсутствует.

Введение модулятора в резонатор приводит к дополнительным потерям, что крайне нежелательно, особенно когда лазер работает с низким содержанием иода и, следовательно, с малым усилением. В [98] предложено прикладывать магнитное поле непосредственно к активной среде. Магнитное поле с напряженностью 250 Гс оказалось достаточным для срыва генерации в КИЛ с усиле-

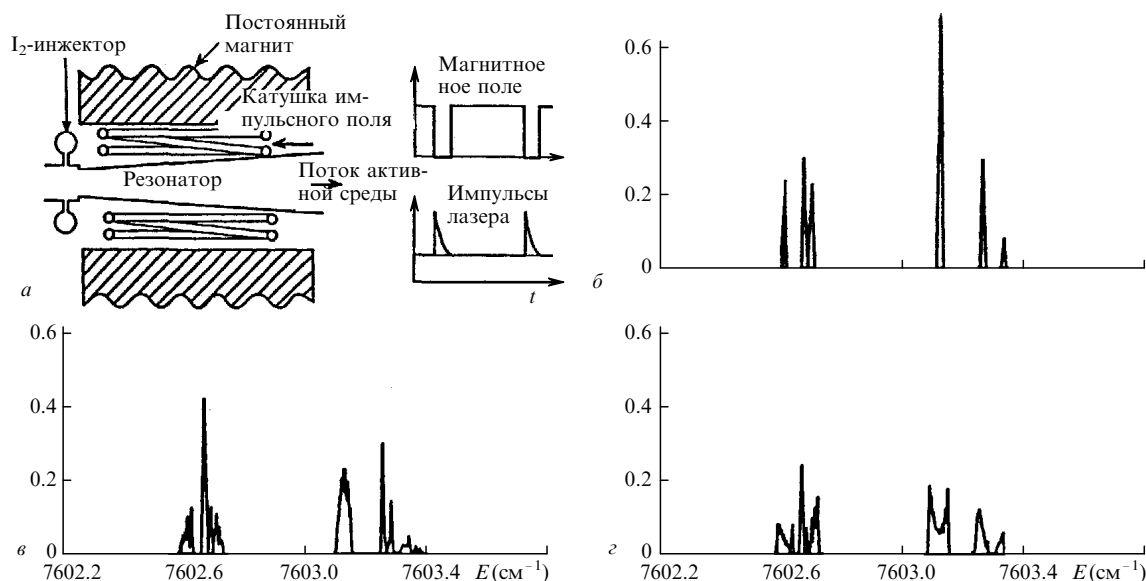


Рис.6. Схема реализации модуляции усиления методом нулевого поля (а), а также спектры усиления в отсутствие поля (б) и при напряженности магнитного поля 400 Гс для π - (в) и σ -поляризации (г) при $T = 150$ К.

нием $g_{34} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при 6 %-ном превышении порога генерации. В [99] были получены зависимости напряженности магнитного поля, требуемого для модуляции, от пропускания резонатора и концентрации иода в смеси. Естественно, что большее усиление требует большей напряженности магнитного поля. Так, при двукратном превышении порога требуется поле с напряженностью 500 Гс. Отношение мощностей составило всего 3.2.

Чтобы уяснить возможности увеличения W_p/W_{cw} , была исследована поляризация излучения КИЛ с магнитной модуляцией на установке с мощностью 1 Вт [100]. Оказалось, что магнитное поле по-разному влияет на σ - и π -компоненты излучения (поляризация перпендикулярна и параллельна полю). Этот эффект, по мнению авторов [100], ответствен за столь малое отношение мощностей, и поэтому необходима оптимизация условий работы КИЛ для увеличения W_p/W_{cw} .

Модуляция коэффициента усиления в КИЛ киловаттной мощности была продемонстрирована в [101]. Постоянное магнитное поле прикладывалось к активной среде сверхзвукового КИЛ мощностью 2980 Вт. Переменное импульсное магнитное поле, направленное навстречу постоянному, приводило к его компенсации в определенные моменты времени, когда и возникала генерация (см. рис.6). Из рис.6 видно, что импульс генерации имеет короткий пик и квазистационарную часть, обусловленную съемом энергии, запасенной в СК. На переднем пике $W_p/W_{cw} = 12.7$, однако средней за импульс мощности 5643 Вт соответствует $W_p/W_{cw} = 2$. Относительно малая длительность импульса (10–20 мкс) объясняется высокой концентрацией иода ($\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), которая почти на порядок превышает типичную для дозвуковых КИЛ.

Вообще говоря, качественно легко показать, что влияет на W_p/W_{cw} в условиях ограниченной апертуры. Для КИЛ с поперечным сечением потока S и длиной резонатора в направлении потока L мощность непрерывной генерации

$$W_{cw} = [\text{O}_2](\eta - \eta_{th})Sv\hbar\nu\beta,$$

где β – коэффициент, учитывающий эффективность вывода энергии из резонатора. Импульсная мощность генерации с объема SL

$$W_p = K_1[\text{I}][\text{O}_2](\eta - \eta_{th})SL\hbar\nu\beta.$$

Следовательно, $W_p/W_{cw} = K_1[\text{I}]L/v$. Таким образом, для увеличения W_p/W_{cw} следует повышать концентрацию иода и уменьшать скорость потока. Близкие отношения, полученные для дозвуковых и сверхзвуковых КИЛ, существенно различающихся скоростями потока, по-видимому, объясняются различием концентраций атомов иода и длин L , что компенсирует влияние скорости.

Совсем иной подход к созданию импульсного КИЛ был продемонстрирован в [102,103]. Активный объем лазера заполнялся смесью СК с молекулярным иодом с помощью импульсного ГСК [33], обеспечивающего давление кислорода порядка 30 мм рт. ст. Коэффициент усиления смеси составил $\sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, длительность импульса генерации равнялась 4 мс. Максимальная мощность достигала 1.27 кВт, а удельный энергоотъем – 20 Дж/л.

Высокая мощность импульсного излучения позволяет использовать его для ГВГ. Заметим, что создание химического лазера видимого диапазона встречает серьезные трудности. ГВГ излучения КИЛ была впервые продемонстрирована в [104]. Нелинейный кристалл LiIO_3 длиной 1 см с просветляющим покрытием был установлен внутри резонатора и обеспечивал непрерывную мощность второй гармоники 60 мВт при мощности 7 Вт на основной частоте, т. е. эффективность преобразования составляла $\sim 1\%$. Максимальная мощность второй гармоники (700 Вт) была получена при фокусировке на кристалл LiIO_3 излучения мощностью 6.8 кВт с дифракционной расходимостью [105]. При этом проявилась недостаточная лучевая прочность нелинейного кристалла, который разрушился через 1 с. Импульсный режим, обеспечивающий значительно более высокую мощность, позволяет использовать тонкие нелинейные кристаллы, которые легче охлаждаются, что позволяет работать с большей средней мощностью излучения.

Первые эксперименты по ГВГ излучения импульсного КИЛ были выполнены также с использованием кристалла LiIO_3 как во внерезонаторной [106], так и во внутррезонаторной [107] схеме. В последнем случае была достигнута эффективность преобразования 8 %. Численное моделирование эксперимента показывает, что

при снижении внутрирезонаторных потерь до 1 % против 7 %, имевших место в эксперименте, может быть получена эффективность 75 %.

6. Теоретические исследования КИЛ

Расчетно-теоретические исследования КИЛ можно условно разделить на две части, отражающие специфику работы КИЛ: анализ процессов получения СК и анализ преобразования энергии возбуждения СК в энергию лазерного излучения. Что касается первой части, то теоретические исследования в этом направлении в значительной степени отражены в разделе, посвященном ГСК. Здесь же следует отметить работы [45, 108, 109], анализирующие транспортировку СК от ГСК до лазерной кюветы.

Тушение СК в тракте ГСК – лазерная кювета приводит к нагреву газа, его разрежению и увеличению скорости потока. Повышение температуры в свою очередь приводит к увеличению порогового содержания СК η_{th} и, следовательно, к снижению доли извлекаемой энергии. В зависимости от параметров газового потока, а также от геометрических размеров тракта могут иметь место различные режимы движения газа – от изотермического до адиабатического. Анализ транспортировки СК в тракте с постоянным сечением, проведенный с учетом тепловыделения, теплоотвода на стенки тракта и трения для случая существенно дозвукового течения ($M^2 \ll 1$, где M – число Маха), реально имеющего место в КИЛ, показал, что для каждого конкретного случая существует оптимальный расход кислорода, при котором извлекаемая мощность максимальна [108].

Нагретый в тракте и особенно в лазерной кювете газовый поток может охладиться перед входом в систему откачки. В этом случае тепловыделение не влияет на скорость откачки в ГСК. В обратной ситуации скорость откачки падает и давление в ГСК растет, что и реализуется в сверхзвуковом КИЛ, где площадь критического сечения определяет объемную скорость откачки.

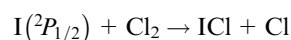
В работе [45] проанализировано влияние тепловыделения в тракте сверхзвукового КИЛ на транспортировку СК и его наработку в ГСК. Результаты показывают, что для повышения эффективности лазера следует минимизировать объем тракта ГСК – сопло. Положительно сказывается также охлаждение потока или разбавление его буферным газом. Наиболее интенсивно тепловыделение за счет релаксации СК происходит после смешивания СК с молекулярным иодом, т.е. в объеме резонатора. При этом может возникнуть тепловой кризис. В [109] определены условия его возникновения, найдены допустимые скорости транспортировки газа. Отмечается, что вывод лазерного излучения из резонатора позволяет в некоторых пределах подавлять тепловой кризис. Еще одним способом борьбы является разбавление СК буферным газом, особенно легким (гелий, водород). Помимо увеличения теплоемкости потока разбавление легким газом приводит к росту скорости звука и отодвигает границу возникновения теплового кризиса.

Другая группа теоретических исследований была посвящена анализу образования активной среды, инверсной населенности и поля лазерного излучения. КИЛ как объект теоретического анализа представляется не более сложным, чем, например, непрерывный НФ-лазер на основе камеры сгорания [110]. По этой причине, в принципе, математические модели, развитые для НФ-лазера и учи-

тывающие одновременно химическую кинетику, газодинамику химически реагирующего газа и поле лазерного излучения, могут быть использованы для анализа КИЛ. Однако применение таких сложных моделей оправдано только при наличии полной кинетической информации. Выше отмечалось, что не для всех процессов (например, диссоциация иода) существует адекватное описание, поэтому чаще используются упрощенные теоретические модели, позволяющие путем сравнения результатов численного моделирования с экспериментом выделить процессы, являющиеся ключевыми для КИЛ.

Давая возможность проследить качественное влияние того или иного процесса, такие модели дают количественные результаты, зачастую весьма далекие от реальности. Так, в одной из первых теоретических работ [111], рассматривающей идеальную кислородно-иодную среду и простейшую модель смешивания, прогнозировалась слабая зависимость удельного энергосъема, достигавшего по расчету 150–180 Дж/г, от давления смеси при содержании СК 35 % и давлении до 100 мм рт. ст. Содержание СК 100 % давало энергосъем до 800 Дж на 1 г газовой смеси и 300 Дж на 1 г расхода всех реагентов.

Сравнение приведенных значений с результатами экспериментальных исследований показывает, что модель неадекватно описывает работу КИЛ. Действительно, включение в кинетическую схему тушащих примесей (H_2O , H_2O_2 , Cl_2), которые реально присутствуют в газовом потоке, выходящем из ГСК, приводит к заметному снижению энергосъема до 100 Дж/г [112]. В принятой модели химической кинетики полагалось, что реакция



имеет очень высокую константу скорости $K = 1.7 \cdot 10^{-12}$ см³/с; это приводило к завышению степени влияния хлора на выходные параметры КИЛ.

Более подробное исследование показало, что коэффициент усиления активной среды КИЛ не претерпевает существенных изменений вплоть до содержания хлора 20–40 %. Этот факт является весьма существенным для использования ГСК высокого давления, не обеспечивающих полную выработку хлора.

В [113] для анализа работы созданного КИЛ рассмотрена теоретическая модель, предполагающая мгновенное

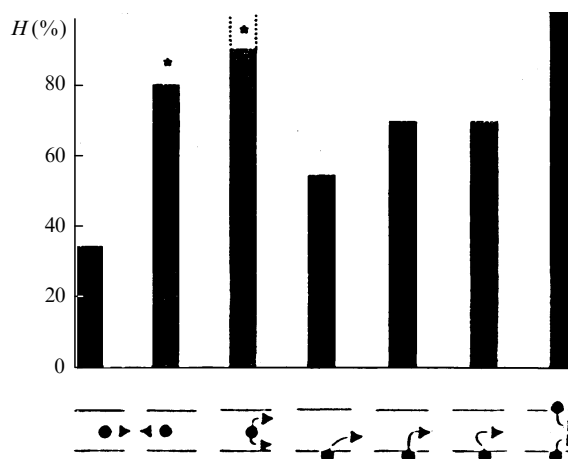


Рис.7. Степень заполнения H иодом выходного сечения смесительной секции для различных геометрий инжекции. Направление потока СК – слева направо; стрелками показано направление инжекции иода, звездочка – неоднородное распределение иода.

венное смешивание иода с кислородом и отдельно описывающая кинетику в области потока от инжектора иода до резонатора и процессы в области резонатора. Полученные результаты сравнивались с экспериментальными. Хорошее согласие наблюдается только при учете в модели релаксации сверхтонкой структуры уровней атомов иода. Кроме того, отмечается, что в предположении о наличии генерации только на переходе $F = 3 \rightarrow F = 4$ пороговое содержание СК $[O_2(^1D)]/[O_2(^3\Sigma)]$ должно быть равно не 17, а 24.4 %. Предположение о мгновенности смешивания было обоснованно ввиду низкого давления активной среды (~ 0.5 мм рт. ст.).

Исследованию влияния смешивания на коэффициент усиления активной среды КИЛ и его распределение вдоль потока при скоростях потока ~ 100 м/с и давлениях 5–15 мм рт. ст. посвящена работа [114]. Ее результаты свидетельствуют о заметном влиянии паров воды на коэффициент усиления.

Влияние смешивания на диссоциацию I_2 рассмотрено в [115,116] для различных геометрий инжекции: для инжекции из щели в стенке канала, спутной инжекции и инжекции под углом 45° к потоку кислорода. Сравнение двух первых геометрий инжекции показывает, что в случае спутной инжекции распределения концентрации иода и коэффициента усиления быстрее становятся однородными, хотя максимум последнего в два раза меньше, чем в случае инжекции из пристеночной щели.

Этот вывод контрастирует с результатами экспериментального исследования эффективности семи различных геометрий инжекции [117]. Критерием эффективности служила степень заполнения иодом выходного сечения смесительного участка. При этом контролировалась также степень однородности активной среды. Результаты представлены на рис.7. Видно, что наиболее эффективна перпендикулярная инжекция через пристеночную щель. Авторы [117] рассмотрели также численную модель сверхзвукового КИЛ, из которой следует, что протяженность зоны диссоциации молекулярного иода определяется не столько длиной зоны смешивания, сколько скоростью, температурой потока и концентрацией тушителей. Диссоциация молекулярного иода в случае параллельных струй рассмотрена также в [118,119].

В работах [120–122] созданы численные модели непрерывных КИЛ, учитывающие, в частности, влияние смешивания на выходные характеристики КИЛ. С помощью этих моделей проанализирована работа конкретных лазерных устройств, что позволило найти пути улучшения их параметров. Так, в [122] показано, что максимальная концентрация иода, при которой еще имеет место генерация КИЛ, не превышает 5 % от концентрации кислорода.

Для построения адекватной численной модели КИЛ необходимо знание всех процессов, определяющих его работу, поэтому анализ влияния процессов, ранее не учитываемых, представляется весьма актуальным. В [123] предлагается механизм гетерогенной релаксации электронной энергии в активной среде КИЛ. Суть его состоит в переносе электронного возбуждения к стенкам лазерной кюветы, быстрой передаче энергии атомам иода и последующей релаксации возбужденных атомов иода на стенке. Вероятность гетерогенной релаксации СК в большинстве используемых в конструкции КИЛ материалов незначительна ($\sim 10^{-4}$), но вероятность релаксации возбужденного иода близка к единице.

В предположении мгновенного смешивания анализировалось изменение концентрации СК и коэффициента усиления активной среды с учетом тепловыделения в газозавязных реакциях и теплообмена со стенками тракта. Модель предсказывает темп гетерогенной релаксации энергозапаса, сравнимый с темпом потерь в газовой фазе. Отмечается, что способом борьбы с указанным процессом может быть увеличение высоты канала и использование материалов с низкой эффективностью тушения возбужденного иода.

Весьма важным представляется проведенный в [124] теоретический анализ образования снега в объеме газа, охлаждаемого в низкотемпературной ловушке, предназначенной для очистки газа от паров воды. Такой снежный аэрозоль не перехватывается ловушкой и, поступая в лазерную кювету, может вызвать дополнительные потери за счет как рассеяния излучения, так и повышения концентрации паров воды при испарении снега. Полученные результаты позволяют выбрать необходимую температуру стенок ловушки, зависящую от концентрации водяных паров в потоке и его температуры на входе в ловушку, исключая образование снега.

Используемая в КИЛ смесь СК и молекулярного иода обладает высокой скоростью релаксации энергозапаса, что не позволяет использовать ее для формирования активной среды большого размера, необходимой для импульсных КИЛ. Замена молекулярного иода стабильным иодидом позволяет в значительной степени исключить этот недостаток, однако диссоциация иодида требует применения дополнительного источника энергии (разряд, фотолиз и т. д.).

Другим способом стабилизации смеси является замена молекулярного иода иодным аэрозолем при низкой температуре смеси [125]. Давление насыщенных паров иода изменяется от 10^{-12} до 10 мм рт. ст. при нагреве смеси от 150 до 350 К, поэтому нагрев смеси за счет релаксации энергозапаса приводит к испарению иода, его последующей диссоциации, ускорению релаксации, дальнейшему росту температуры и т. д. Таким образом, наработка иода в смеси носит взрывной характер. Расчеты для частиц иодного аэрозоля размером 0.5 мкм с концентрацией $8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ начальной температуры 175 К и концентрации СК $1.3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ показали, что за время ~ 0.09 с концентрация атомарного иода несколько превышает 10^{13} см $^{-3}$ при уменьшении содержания СК на 10 %.

В [126] проанализирована кинетика кислородно-иодной среды со связанным иодом. Мотивацией такого анализа послужили результаты экспериментального исследования импульсного КИЛ с фотолизной наработкой атомов иода. Было обнаружено, что при длительности фотолиза 350 мкс генерация не возникала. Уменьшение длительности импульса до 15 мкс позволило уверенно получить генерацию даже при пятикратном уменьшении энергозапаса в электрических конденсаторах.

Численный анализ импульсного КИЛ показал влияние длительности наработки иода на энергозапас, сохраняющийся к моменту начала генерации, и позволил определить требования к иницированию в зависимости от состава смеси, в частности от содержания паров воды. В модели не была учтена релаксация СК и возбужденного иода под действием радикала CF_3O_2 , поэтому результаты расчета не описывали работу лазера в том случае, когда CF_3I применялся в качестве донора иода. По этой же причине вызывают сомнения результаты работы

[127], в которой также численно анализируется работа импульсного КИЛ с CF_3I .

Для КИЛ весьма актуальна проблема качества излучения. Поиску оптимального числа Френеля посвящена работа [128], в которой рассматривается резонатор с большой эффективной длиной, неограниченным полностью отражающим зеркалом и выходным зеркалом диаметром 2 см. Упрощенная кинетическая схема включает всего четыре реакции. Параметры активной среды таковы: длина 1 м, скорость потока 100 м/с, давление кислорода – 5 мм рт. ст. при содержании СК 80 %. Учитывалась оптическая неоднородность среды в направлении потока, вызванная разрежением среды в результате разогрева. Возникающий при нагреве оптический клин устранялся наклоном зеркала. Угол наклона зеркала варьировался до достижения наилучших энергосъема и распределения поля.

Расчеты показывают, что при оптимальном пропускании резонатора 33 % и числе Френеля $N_F = 2$ в лазерное излучение может быть переведено 50 % энергии, доступной для извлечения. Для уменьшения оптической неоднородности предлагается разбавлять смесь гелием. При этом ожидаются увеличение эффективности извлечения энергии до 90 % и достижение расходимости излучения, близкой к дифракционной. Отмечается, что в импульсном режиме с модуляцией добротности активная среда обладает меньшей неоднородностью.

Особенности применения неустойчивых телескопических резонаторов рассмотрены в [129,130]. КИЛ, особенно с дозвуковым потоком, обладает низким коэффициентом усиления и требует применения неустойчивых телескопических резонаторов с малым увеличением. В этом случае поле излучения имеет вид узкого кольца, причем расходимость излучения велика. Решением проблемы может быть вывод излучения через выходное зеркало с гауссовым профилем отражения. В [130] на основании совместного решения основных уравнений химической кинетики и уравнения для поля в резонаторе показано, что в этом случае можно получить излучение с близким к дифракционному распределением в дальней зоне при небольшом увеличении резонатора, соответствующем оптимальной связи.

Спектральный состав излучения является важнейшей характеристикой лазера и определяется числом продольных мод, участвующих в генерации. Вопрос о влиянии кросс-релаксации на выходную мощность и спектр излучения КИЛ рассмотрен в [7, 131]. В разработанной в [131] модели учтена газовая динамика потока реагирующего газа, вынужденное излучение, а также трехмерный неустойчивый резонатор в оптико-геометрическом приближении. Указанная модель применена для расчета выходной мощности и модового состава КИЛ с температурой 135 К и давлением активной среды 22 мм рт. ст. Доплеровская ширина линии составляет при этом 158 МГц, интервал между модами резонатора длиной 10 м равен 15 МГц, что близко к ударному уширению (14.4 МГц).

Анализ модели показывает заметное влияние кросс-релаксации. Так при полуторакратном превышении порога усиления выходная мощность составляет 60 % от мощности, соответствующей мгновенной кросс-релаксации. Это влияние особенно сказывается при приближении к порогу генерации и менее существенно при увеличении превышения над порогом, что обусловлено более полным заполнением модами контура линии усиления и

более полным извлечением запасенной энергии.

Практически та же рабочая смесь рассматривалась как активная среда для генерации импульсов излучения микросекундного диапазона [132]. Специфика использования сверхзвукового потока кислородно-иодной смеси в качестве усилителя состоит в том, что характерное время извлечения энергии, лимитируемое энергообменом (1), сравнимо с временем течения смеси через область, занимаемую полем входного сигнала. Вот почему движением активной среды в этом случае пренебрегать нельзя. Для анализа работы такой системы создана простая модель, учитывающая накачку верхнего лазерного уровня, тушение и вынужденное излучение. С помощью этой модели находилась мощность на выходе однопроходного усилителя при входном сигнале мощностью ~ 150 кВт. Варьировались частота повторения импульсов, скважность, мощность входного сигнала. Анализ позволил выбрать параметры усиливаемого импульса, необходимые для эффективного извлечения энергии.

Надо отметить, что низкая температура активной среды предпочтительнее при усилении импульсов, поскольку при этом уменьшается не только пороговое содержание СК, но и характерное время, требуемое для извлечения энергии. Так, для рассмотренных условий характерное время извлечения составляло 50 мкс при $T = 300$ К и 20 мкс при $T = 100$ К. Таким образом, охлаждение позволяет получать более мощные импульсы.

Усиление коротких импульсов (длительность которых меньше времени восстановления инверсии) требует применения многопроходных схем. Анализ усиления импульсов длительностью 100 нс – 100 мкс в смеси состава $\text{O}_2(^1\Delta):\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}:\text{Cl}_2 = 1:0.67:0.01:0.03$ с давлением 5 мм рт. ст. и начальной концентрацией молекулярного иода 10^{15} см^{-3} показывает, что эффективность усилителя существенно зависит от числа проходов, изменяясь от 10^{-6} для одного прохода до 10^{-1} для 25 проходов [133]. Представляется, что рассмотренные времена задержек между импульсами (10–100 мкс) далеки от оптимальных, поэтому следует учитывать влияние релаксации (полное время извлечения энергии составляет 300 мкс).

Извлечение энергии из кислородно-иодной среды, получаемой методом мгновенной наработки атомов иода, рассмотрено в [134] для случая усиления импульса длительностью 10 нс. Активная среда содержала 60 % СК (давление кислорода 10 мм рт. ст.) и иодид (CF_3I или CH_3I), в результате фотолиза которого продолжительностью 10 мкс набиралось $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ атомов иода. Усиливаемый импульс подавался на вход усилителя после окончания фотолиза. Рассматривалось изменение концентрации основных компонентов в течение времени работы лампы с учетом релаксации СК и иода под действием радикала CF_3O_2 .

Полученные концентрации атомов иода в основном и возбужденном состояниях служили начальными условиями для расчета распространения усиливаемого импульса. В связи с малой длительностью импульса его распространение рассматривалось в предположении о «замороженной» химической кинетике, а энергия E_{out} усиленного импульса рассчитывалась по формуле Франца – Нодвика [135]

$$E_{\text{out}} = E_{\text{sat}} \ln \{ 1 + \exp(\sigma \Delta N L) [\exp(E_{\text{in}}/E_{\text{sat}}) - 1] \},$$

где E_{sat} – плотность энергии насыщения; E_{in} – плотность энергии входного импульса; σ – сечение перехода; ΔN –



Рис.8. Промышленный КИЛ фирмы «Кавасаки» мощностью 1 кВт.

инверсная разность населенностей; L – длина усиливающей среды. Для расчета кинетики использовались населенности уровней $I(^2P_{1/2})$ и $I(^2P_{3/2})$, получающиеся после прохождения импульса. Процедура повторялась с интервалом 120 мкс, соответствующим среднему времени энергообмена в процессе (1).

Анализ кинетики показал, что при использовании входного сигнала, содержащего компоненты переходов $F=3 \rightarrow F=4$ и $F=2 \rightarrow F=2$ сверхтонкой структуры, удастся почти в 1,4 раза уменьшить требуемое число проходов (40 вместо 55) для извлечения 50 % энергии.

Наличие паров воды в разумных пределах практически не влияет на эффективность извлечения энергии, в то время как отрицательная роль CF_3O_2 сказывается весьма заметно, особенно при длительном фотолизе. Число проходов, требуемое для извлечения одной и той же энергии, зависит от концентрации атомов иода. При этом для получения разумного числа проходов требуется концентрация иода, недостижимая для смеси $O_2(^1D) + I_2$.

В работе [136] теоретически рассматривался альтернативный вариант, так называемый квазинепрерывный режим, предполагающий использование ГСК высокого давления. Суть подхода заключается в том, что при длительности усиливаемого импульса, превышающей характерные времена энергообмена, последний нельзя считать «замороженным», т. е. усиливаемый импульс извлекает энергию, не только запасенную в атомах иода, но и переданную ему дополнительно за время длительности импульса. Анализ был проведен на основе численного решения уравнений Максвелла – Блоха для усиления импульса длительностью 10 нс в смеси с давлением кислорода 100 мм рт. ст. и отношением $[O_2]/[I_2] = 5000$. Извлекаемая энергия зависит от плотности входной энергии,

эффективный энергосъем ($\sim 50\%$) наблюдается при десятикратном превышении плотности энергии насыщения. Удельная плотность выходной энергии 22 Дж/см² достигается после 50 проходов. Предполагается возможность создания усилителя с энергией 100 кДж.

7. Применение КИЛ

Обладая длиной волны излучения, близкой к длине волны Nd-лазера и мощностью, сравнимой с мощностью CO_2 -лазеров, КИЛ являются весьма привлекательными для использования в промышленности, где они могут конкурировать с лазерами указанных выше типов. Очевидно, что создание лазера, удовлетворяющего жестким требованиям промышленности по надежности, безопасности, ресурсу и т. д., является довольно сложным делом, требующим значительных капиталовложений, привлечения широкого круга разработчиков и проведения специальных исследований КИЛ. Однако в силу специфики КИЛ как химического лазера круг специалистов, работающих с ним, невелик – число научных групп, занятых исследованиями в этой области, в мире не превышает десяти. Тем не менее усилия, направленные на создание технологического КИЛ [76,137–140], привели к созданию японской фирмой «Кавасаки» первого образца такого лазера (рис.8).

Лазер, предназначенный для резки, сверления и сварки деталей сложной формы, генерирует излучение мощностью 1 кВт. С помощью волоконного световода диаметром 0.3 мм излучение с эффективностью 90 % передается к обрабатывающей головке, размещенной над рабочим столом размером 680 × 680 мм, который позволяет обрабатывать детали весом до 150 кг. Управление осуществляется с помощью компьютера. Система обеспечивает нестабильность выходной мощности 3 %. Лазер был применен для резки нержавеющей стали толщиной 5 мм. Плотность мощности на обрабатываемом материале достигала 1.64 МВт/см², а скорость резания – 2 м/мин [141]. Следует отметить высокий для дозвуковых систем химический КПД лазера (30 %). Развитие работ предполагает создание сверхзвукового КИЛ на базе струйного ГСК.

В этом же направлении ведутся работы в Аэрокосмическом центре в Германии, где создан сверхзвуковой лазер на основе пленочного ГСК с вращающимися дисками. В настоящее время наряду с исследованием работы лазера в режиме коротких (20 с) пусков проводятся работы по совершенствованию его конструкции с целью обеспечения долговременной работы [142].

| Тип лазера | КПД системы (%) | Капитальные затраты (US \$/кВт) | Эксплуатационные расходы (US \$/кВт·ч) | |
|----------------------------------|-----------------|---------------------------------|--|---|
| | | | Чисто эксплуатационные расходы | Расходы, включающие капитальные затраты |
| CO_2 -лазер | 10 | 80 | 1.8–2.9 | 13 |
| Сверхзвуковой CO -лазер | 4.5 | 135 | 3.5–6.0 | 21 |
| ИАГ:Nd-лазер с ламповой накачкой | 2.5–5.0 | 165 | 2.7–9.3 | 25–30 |
| ИАГ:Nd-лазер с диодной накачкой | 10 | 1200 | 1.3–2.3 | 145 |
| Сверхзвуковой КИЛ | – | 200 | 20–50 | 50–75 |
| Дозвуковой КИЛ | – | 195 | 23–50 | 50–73 |

Сравнительный анализ капитальных и эксплуатационных затрат (см. таблицу), проведенный для лазеров четырех типов – CO_2 -, CO -, ИАГ:Nd-лазеров и КИЛ, – показывает, что при сравнимых капитальных затратах расходы на эксплуатацию КИЛ гораздо больше [143]. При этом основная их доля падает на реагенты, в то время как удельный вес электроэнергии для систем откачки и охлаждения может составлять не более 3 %. Отметим, что стоимость реагентов может быть значительно снижена при их производстве специально для КИЛ.

Увеличение эксплуатационных расходов может компенсироваться выигрышем в производительности КИЛ при сварке и резке толстых слоев металла, особенно обладающих высокой отражательной способностью (Al, Cu). Очевидно, что в полной мере все преимущества КИЛ могут быть реализованы в том случае, когда качество излучения не будет уступать достигнутому в лазерах других типов. Конечно, КИЛ трудно конкурировать с Nd-лазером в диапазоне мощностей порядка киловатта, особенно если мы примем во внимание успехи, достигнутые в области диодной накачки. Однако если говорить о мощностях порядка десятков киловатт и более, то тут КИЛ может стать конкурентоспособным в самое ближайшее время.

Недостатком КИЛ, как, впрочем, и других эффективных химических лазеров, является использование в них токсичных и агрессивных компонентов. По этой причине применение КИЛ оправданно там, где они дают эффект, недостижимый другими способами. Одной из таких областей является военная авиация, поскольку высокая эффективность, а также длина волны генерации КИЛ, соответствующая окну прозрачности атмосферы, позволяют рассматривать КИЛ как основу для бортового оружия авиации [144–146].

Еще одно применение импульсного КИЛ – это создание драйвера для управляемого ЛТС [147, 81]. Одной из проблем в реализации КИЛ-драйвера является извлечение энергии из кислородно-иодной среды в виде импульса наносекундной длительности, требуемого для ЛТС. Использование второй гармоники излучения КИЛ для накачки новых кристаллических активных сред (LiSAF:Cr , LiCAF:Cr , $\text{KZnF}_3\text{:Cr}$) является альтернативой активно рассматриваемому варианту твердотельного лазера с диодной накачкой. Очевидно, что, в принципе, диодная накачка перспективнее, однако на определенном этапе система КИЛ – твердотельная активная среда может оказаться более привлекательной с точки зрения общей цены и сроков реализации.

Заключение

С момента появления обзора [5] проделана большая работа по экспериментальному и теоретическому исследованию КИЛ в целом и его отдельных узлов. Наиболее впечатляющим является разработка струйных ГСК, позволяющих поднять давление кислорода до 100 мм рт. ст. при высоком содержании СК, что открывает новые возможности использования КИЛ. Выполнены обширные теоретические исследования химических процессов, идущих в активной среде КИЛ. Однако до сих пор некоторые ключевые процессы поняты недостаточно. Одним из них является диссоциация молекулярного иода.

Несмотря на значительные успехи в разработке химических ГСК, поиск альтернативных способов получения

СК, которые были бы лишены недостатков, присущих реакции хлорирования щелочного раствора перекиси водорода, является весьма актуальным. Интересным объектом исследований в этом направлении может быть фуллерен C_{60} , демонстрирующий в растворах и твердой фазе возможность возбуждения кислорода в состояние $\text{O}_2(^1\Delta)$. Предстоит определить эффективность этого процесса и разработать методы получения СК в свободном состоянии. Очевидно, что создание альтернативных и безопасных источников СК позволило бы КИЛ завоевать более прочные позиции в области их промышленного применения. Этому способствовало бы также и повышение химической эффективности КИЛ, т. е. уменьшение расхода реагентов на единицу мощности.

Наконец, предстоит большая работа по практической реализации использования КИЛ в различных областях, что потребует проведения большого объема соответствующих исследований. Из объекта чисто научных исследований КИЛ превращается в базу для создания различных устройств как промышленного, так и военного назначения, что приводит к открытию новых направлений исследований.

1. Kasper J.V.V., Pimentel G.C. *Appl.Phys.Letts*, **5**, 231 (1964).
2. Бредерлов Г., Филл Э., Витте Л. *Мощный иодный лазер* (М., Энергоатомиздат, 1985).
3. Зарецкий А.И., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 756 (1983).
4. Derwent R.G., Thrush B.A. *Farad.Discuss.Chem.Soc.*, **53**, 162 (1972).
5. Степанов А.А., Щеглов В.А., Юрышев Н.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 1127 (1985).
6. Benard D.J., Boehmer E. *Appl.Phys.Letts*, **65**, 1340 (1994).
7. Загидуллин М.В. *Канд.дисс.* (М., ФИАН, 1986).
8. Engelman R. Jr, Palmer B.A. *J.Opt.Soc.Amer.*, **73**, 694 (1983).
9. Arnold S.J., Finlayson N., Ogryzlo E.A. *J.Chem.Phys.*, **44**, 2529 (1966).
10. Hays G.N., Fisk G.A. *Appl.Phys.Letts*, **42**, 3 (1983).
11. Muller D.F., Young R.H., Houston P.L. et al. *Appl.Phys.Letts*, **38**, 404 (1981).
12. Heidner R.F. III, Gardner C.E. et al. *J.Phys.Chem.*, **87**, 2348 (1983).
13. Hall G.E., Marinelli W.J., Houston P.L. *J.Phys.Chem.*, **87**, 2153 (1983).
14. Van Benthem M.N., Davis S.J. *J.Phys.Chem.*, **90**, 902 (1986).
15. David D., Joly V. et al. *Proc.SPIE*, **1031**, 329 (1988).
16. Barnault B., Bouvier A.J. et al. *J.de Phys.IV*, **1**, № C7, 647 (1991).
17. Bouvier A.J., Bacis R. et al. *Proc.SPIE*, **1031**, 294 (1989).
18. Gerasimenko N.N., Yeroshenko V.A. et al. *J.de Phys.IV*, **1**, № C7, 672 (1991).
19. Бирюков А.С., Щеглов В.А. *Квантовая электроника*, **13**, 510 (1986).
20. Pitt A.T., Horne R.K., Benard D.J. *J.Phys.Chem.*, **89**, 3277 (1985).
21. Шинкаренко Н.В., Алесковский В.Б. *Успехи химии*, **50**, 406 (1981).
22. Richardson R.J., Kelley J.D., Wiswall C.E. *J.Appl.Phys.*, **52**, 1066 (1981).
23. Copeland D.A., McDermott W.E., Quan V. et al. *AIAA Paper*, № 3220 (1993).
24. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Препринт ФИАН № 211* (М., 1982).
25. Richardson R.J., Wiswall C.E. *Appl.Phys.Letts*, **35**, 138 (1979).
26. Вагин Н.П., Крюков П.Г., Юрышев Н.Н. *Квантовая электроника*, **12**, 1921 (1985).
27. Аязов В.Н., Куприянов Н.Л. *Труды ФИАН*, **194**, 148 (1989).
28. Barmashenko B.D., Rosenwaks S. *J.Appl.Phys.*, **73**, 1598 (1993).
29. Ayzazov V.N., Vagin N.P. et al. *J.Sov.Las.Res.*, **14**, 114 (1993).
30. Špalek O., Kodymová J., Hiršl A. *J.Appl.Phys.*, **62**, 2208 (1987).
31. Špalek O., Kodymová J., Musil J. *Proc.SPIE*, **1031**, 319 (1989).
32. Takehisa K., Shimizu N., Uchiyama T. *J.Appl.Phys.*, **61**, 68 (1987).
33. Endo M., Arai S. et al. *Proc.SPIE*, **1397**, 267 (1990).
34. Endo M., Kodama K. et al. *J.Appl.Phys.*, **71**, 5760 (1992).

35. Harpole G.M., English W.D. et al. *AIAA Paper*, № 3006 (1992).
36. Dickerson R., Hon J., Blauer J. *AIAA Paper*, № 3007 (1992).
37. Richardson R.J., Wiswall C.E. et al. *J.Appl.Phys.*, **52**, 4962 (1981).
38. Балан Н.Ф., Загидуллин М.В. и др. *Письма в ЖТФ*, **15**, № 18, 64 (1989).
39. Загидуллин М.В., Куров А.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 826 (1991).
40. Азязов В.Н., Загидуллин М.В. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 129 (1994).
41. Бармашенко Б.Д., Кочелап В.А., Мельников Л.Ю. В сб. *Квантовая электроника* (Киев, Наукова думка, 1985, № 29, с.3).
42. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 797 (1983).
43. Blauer J.A., Munjee S.A. et al. *J.Appl.Phys.*, **62**, 2508 (1987).
44. Trayer W.J. III. *AIAA Paper*, № 3008 (1992).
45. Азязов В.Н., Загидуллин М.В. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 247 (1994).
46. Yoshida S., Fujii H. et al. *Proc.SPIE*, **1031**, 282 (1989).
47. Загидуллин М.В., Ерасов Н.В. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 1417 (1991).
48. Вагин Н.П., Крюков П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 641 (1985).
49. Вагин Н.П., Коношенко А.Ф. и др. *Труды ФИАН*, **194**, 114 (1989).
50. Вагин Н.П., Коношенко А.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1688 (1984).
51. Yoshida S., Fujii H. et al. *Appl.Phys.Letts*, **51**, 1490 (1987).
52. Schaap A.P., Busch G.C., Nolen R.L. *US Patent* № 4.436.715.
53. Twarowski J., Good L., Busch G. *J.Phys.Chem.*, **92**, 396 (1988).
54. Kulagin Yu.A., Yarygina V.N., Skorobogatov G.A. *Proc.SPIE*, **1980**, 157 (1992).
55. Дидюков А.И., Краснощеков Ю.И. и др. *Квантовая электроника*, **9**, 731 (1982).
56. Zediker M.S., Dooling T.R. et al. *Paper at IX Symp.Engng Problems Fusion Res.* (Chicago, 1981).
57. Elsayed-Ali H.E., Miley G.H. *Paper at V GCL Symp.* (Oxford, 1984).
58. Miley G.H., Zediker M.S. et al. *Paper at CLEO-83* (Baltimore, 1983).
59. Cook T.J., Miller T.A. *Chem.Phys.Letts*, **25**, 396 (1974).
60. Fournier G., Bonnet J., Pigache D. *Paper at III GCL Symp.* (Marselle, 1980).
61. Torchin L., Jegun R., Brunet H. *J.Chem.Phys.*, **79**, 2100 (1983).
62. Masek K., Rohlena K. *Czech.J.Phys.B*, **34**, 1227 (1984).
63. Klopovsky K.S., Kovalev A.S., Rakhimov A.T. *Paper at V GCL symp.* (Oxford, 1984).
64. McDermott W.E., Pchelkin N.R. et al. *Appl.Phys.Letts*, **32**, 469 (1978).
65. Benard D.J., McDermott W.E., Pchelkin N.R. et al. *Appl.Phys.Letts*, **34**, 40 (1979).
66. Bachar J., Rosenwaks S. *Appl.Phys.Letts*, **41**, 16 (1982).
67. Watanabe K., Kashiwabara S. et al. *J.Appl.Phys.*, **54**, 1228 (1983).
68. Watanabe K., Kashiwabara S. et al. *IEEE J.Quantum Electron.*, **19**, 1699 (1983).
69. Bonnet J., David D. et al. *Appl.Phys.Letts*, **45**, 1009 (1984).
70. Wiswall C.E., Lilenfeld H.V., Bragg S.L. *Appl.Phys.Letts*, **45**, 5 (1984).
71. Murata H., Otsuka A. et al. *Paper at V GCL Symp.* (Oxford, 1984).
72. Yoshimoto H., Yamakoshi H. et al. *J.Appl.Phys.*, **59**, 3965 (1986).
73. Takehisa K., Kikuchi T., Uchiyama T. *J.Appl.Phys.*, **63**, 1785 (1988).
74. Kikuchi T., Tsuruyama T., Uchiyama T. *J.Appl.Phys.*, **64**, 2873 (1988).
75. Yoshida S., Endo M. et al. *J.Appl.Phys.*, **65**, 870 (1989).
76. Fujii H., Yoshida S. et al. *J.Appl.Phys.*, **66**, 1033 (1989).
77. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 75 (1983).
78. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И. *Квантовая электроника*, **21**, 23 (1994).
79. Report to the American Physical Society of the study group on science, technology of directed energy weapons. *Rev.Mod.Phys.*, **50**, № 3, pt II (1987).
80. Truesdell K.A., Helms C.A., Hager G.D. *AIAA Paper*, № 2421 (1994).
81. Басов Р.Г., Крюков П.Г., Юрьшев Н.Н. *Препринт ФИАН № 54* (М., 1985).
82. Басов Н.Г., Вагин Н.П. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1893 (1984).
83. Вагин Н.П., Крюков П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 1785 (1988).
84. Вагин Н.П., Золотарев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 840 (1991).
85. Вагин Н.П., Золотарев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 33 (1991).
86. Vagin N.P., Zolotarev V.A. et al. *J.Sov.Las.Res.*, **13**, 60 (1992).
87. Caralp F., Lesclaux R., Dognon A.M. *Chem.Phys.Letts*, **129**, 433 (1986).
88. Keiffer M., Pilling M.J., Smith M.J.C. *J.Phys.Chem.*, **91**, 6028 (1987).
89. Вагин Н.П., Крюков П.Г. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 1068 (1986).
90. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 139 (1984).
91. Балан Н.Ф., Гизатуллин Р.М. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 1587 (1989).
92. Балан Н.Ф., Гизатуллин Р.М. и др. *Кр.сообщ.физ.ФИАН*, № 4, 23 (1989).
93. Золотарев В.А., Крюков П.Г. и др. *Кр.сообщ.физ. ФИАН*, № 3, 24 (1990).
94. Zhang Rongyao, Chen Fang et al. *Proc.SPIE*, **1031**, 308 (1989).
95. Ramirez J.E., Bera R.K., Hanrahan R.J. *J.Appl.Phys.*, **57**, 2431 (1985).
96. Matsuzaka F., Ohga T. et al. *Proc.Int.Conf.«Lasers'89»* (1989, p.223).
97. Highland R., Crowell P., Hager G. *Proc.SPIE*, **1225**, 512 (1990).
98. Schmiedberger J., Kodymova J. et al. *IEEE J.Quantum Electron.*, **27**, 1262 (1991).
99. Schmiedberger J., Spalek O. et al. *Proc.SPIE*, **1980**, 190 (1993).
100. Miura N., Kotegawa R. et al. *Proc.SPIE*, **1980**, 186 (1993).
101. Hager G., Kopf D. et al. *AIAA Paper*, № 2455 (1994).
102. Endo M., Shiroki K., Uchiyama T. *J.de Phys.IV*, **1**, № C7, 601 (1991).
103. Endo M., Kodama K. et al. *Proc.Intern.Conf.LAMP-92* (Nagaoka, 1992, p.119).
104. Johnson D.E., Hummphreys R.H. et al. *AIAA Paper*, № 2749 (1988).
105. Hager G.D., Hanes S.A., Dreger M.A. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 2573 (1992).
106. Вагин Н.П., Пазюк В.С. и др. *Кр.сообщ.физ.ФИАН*, № 6, 12 (1990).
107. Frolov M.P., Ishkov D.V. et al. *Appl.Phys.B*, **54**, 490 (1992).
108. Азязов В.Н., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 471 (1988).
109. Азязов В.Н., Игошин В.И. и др. *Кр.сообщ.физ.ФИАН*, № 9, 38 (1989).
110. Гросс Р., Ботт Дж. (ред.) *Химические лазеры* (М., Мир, 1980).
111. Виноградова Л.Г., Загидуллин М.В. и др. *Квантовая электроника*, **9**, 752 (1982).
112. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **9**, 1899 (1982).
113. Churassy S., Bacis R. et al. *J.Appl.Phys.*, **62**, 31 (1987).
114. Azjajov V.N., Igoshin V.I. et al. *Paper at V GCL Symp.* (Oxford, 1984).
115. Dvoryankin A.N., Kulagin Yu.A., Kudryavtsev N.Yu. *Proc.SPIE*, **1397**, 247 (1990).
116. Dvoryankin A.N., Kudryavtsev N.Yu., Kulagin Yu.A. *J.de Phys.IV*, **1**, № C7, 655 (1991).
117. Schall W.O., Tisch B. *Proc.SPIE*, **1810**, 497 (1993).
118. Miller J.A., Jumper E.J. *AIAA Paper*, № 0253 (1990).
119. Barnault B., David D., Pigache D. *Proc.SPIE*, **1031**, 334 (1989).
120. Pigache D., Georges E., Louvet Y. *Proc.SPIE*, **1810**, 528 (1993).
121. Barmashenko B.D., Elmor A. et al. *Proc.SPIE*, **1810**, 513 (1993).
122. Barmashenko B.D., Elmor A. et al. *AIAA Paper*, № 2434 (1994).
123. Азязов В.Н. *Квантовая электроника*, **21**, 25 (1994).
124. Harpole G.M. *AIAA J.*, **21**, 1469 (1982).
125. Загидуллин М.В., Игошин В.И. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 509 (1987).
126. Гизатуллин Р.М., Загидуллин М.В. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 2078 (1988).
127. Zhuang Qi, Wang Chengdong, Zhang Cunhao. *Proc.SPIE*, **1031**, 324 (1989).

128. Заикин А.П., Игошин В.И., Куприянов Н.Л. *Препринт ФИАН № 84* (М., 1989).
129. Заикин А.П., Игошин В.И., Куприянов Н.Л. *Препринт ФИАН № 71* (М., 1989).
130. Заикин А.П. *Квантовая электроника*, **21**, 443 (1994).
131. Copeland D.A. *Proc.Int. Conf.«Lasers'89»* (1989, p.189).
132. Bauer A.H., Copeland D.A. *Proc.SPIE*, **1225**, 486 (1990).
133. Zhuang Qi, Feng Hao et al. *Proc.SPIE*, **1810**, 501 (1993).
134. Ишков Д.В., Пазюк В.С. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 113 (1995).
135. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J.Appl.Phys.*, **34**, 2346 (1963).
136. Endo M., Kodama K. et al. *Proc.SPIE*, **1810**, 532 (1993).
137. Yoshida S., Fujii H. et al. *Proc.SPIE*, **1031**, 282 (1989).
138. Wani F., Naiton N. et al. *Proc. LAMP-2 Conf.* (Nagaoka, 1992, p.127).
139. Fujii H., Atsuta T. *Proc.SPIE*, **1980**, 148 (1993).
140. Fujii H. *AIAA Paper № 2419* (1994).
141. Atsuta T., Yasuda K. et al. *Paper CThI52 at CLEO'94* (Anaheim, 1994).
142. Handke J., Werner A. et al. *Proc.SPIE*, **2502**, 266 (1995).
143. Von Bulow H., Schall W.O. *Proc.SPIE*, **2502**, 258 (1995).
144. Kiernan V. *Laser Focus World*, **30**, № 5, 71 (1994).
145. *Laser Focus World*, **29**, № 12, 91 (1993).
146. Airborne lasers target missiles. *Optics and Photonics News*, **6**, № 3, 11 (1995).
147. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **22**, 12 (1995).

N.N.Yuryshev. Chemically pumped oxygen–iodine laser.

A review is given of the principles of operation of the oxygen–iodine laser. Various types of chemical generators of singlet oxygen, which are key components in oxygen–iodine lasers, are considered. Experimental investigations of cw and pulsed oxygen–iodine lasers are described. The state-of-the-art theoretical investigations and potential applications of oxygen–iodine lasers are discussed.