

Ф. Н. ХАРАДЖА

О Б Щ И Й К У Р С РЕНТГЕНОТЕХНИКИ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭНЕРГИЯ“
МОСКВА 1968 ЛЕНИНГРАД

УДК 621.386

ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. КРАСНАЯ

84951

В книге изложены основы рентгено-техники, рассмотрены принципы действия рентгенотехнической аппаратуры и указаны методы применения рентгенотехнических устройств.

Книга является учебным пособием по курсу рентгенотехники, изучаемому в электротехнических вузах. Она может быть также полезна инженерам, работающим в области конструирования, производства и применения рентгеновских трубок и аппаратов.

3-3-11

Св р/э 257-65.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

В третьем издании характер изложения и построение книги сохранены, однако содержание ее пересмотрено, частично переработано и дополнено, внесено большое число мелких исправлений и уточнений. Кроме того, в новом издании отражены достижения рентгентехники, получившие практическое применение за истекший период. В связи с этим в книгу внесен ряд крупных дополнений, из которых надо отметить следующие.

В главе второй приведено описание нескольких конструкций новых типов рентгеновских трубок.

В главе третьей добавлено два параграфа 3-7 и 3-8, посвященные описанию устройства, принципа действия и некоторых характеристик микротронов и линейных ускорителей электронов с бегущей волной, которые в последнее время получили большое развитие и находят практическое применение в медицине для рентгенотерапии, в промышленности для рентгенодефектоскопии и для исследований в ядерной физике.

В главе четвертой добавлены два новых параграфа: 4-8, 4-27. В § 4-8 даны некоторые сведения о полупроводниковых вентилях, используемых в последние годы в схемах выпрямления высокого напряжения в рентгеновских аппаратах. В § 4-27 приведены схема и описание устройства и принципа действия автомата экспозиции для диагностических рентгеновских аппаратов.

Наконец, в главе шестой, посвященной рентгенометрии, сделаны существенные изменения и дополнения.

Введение нового определения понятий дозы и мощности дозы (ГОСТ 8848-63) вызвало необходимость пересмотреть содержание § 6-2, 6-18 и 6-21 и внести соответствующие изменения. Появление очень мощных источников рентгеновского и гамма-излучений привело к разработке специальных методов дозиметрии мощных излучений. Описание некоторых из них дано в новых параграфах: 6-26, 6-27 и 6-28. В § 6-16 приведены сведения о применении полупроводниковых детекторов (фотосопротивлений) для измерения рентгеновского и гамма-излучений. В § 6-19 добавлено описание устройства нормальных

ионизационных камер для мягких излучений и образцовой камеры для сверхжестких излучений (до 3 Мэв).

Из изложенного видно, что общий характер книги остался без изменений, но ряд крупных дополнений расширил ее содержание и знакомит читателей с некоторыми вопросами рентгенотехники, недостаточно освещенными в нашей учебной литературе.

С другой стороны, ограниченный объем книги потребовал значительного сокращения материала предыдущего издания. Наибольшим сокращениям подверглась вторая и четвертая главы, а глава восьмая «Аппараты с радиоактивными изотопами» сокращена более чем в два раза и представляет собой сжатое изложение содержания соответствующей главы второго издания.

При составлении книги автор использовал материалы из предыдущих изданий, а также труды отечественных и зарубежных авторов, перечисленные в списке литературы.

В заключение считаю долгом выразить глубокую благодарность рецензенту рукописи академику АН УССР А. П. Комару, ряд замечаний которого был учтен автором при окончательном редактировании рукописи.

Все указания на замеченные в настоящей книге пробелы и недостатки автор примет с благодарностью. Письма просит посылать по адресу: Ленинград, Марсово поле, 1, ЛО издательства «Энергия».

Автор

ИЗ ПРЕДИСЛОВИЙ К ПЕРВОМУ И ВТОРОМУ ИЗДАНИЯМ

«Общий курс рентгентехники» составлен на основе лекций, читаемых автором в Ленинградском Электротехническом институте имени В. И. Ульянова (Ленина).

Выход в свет этой книги вызван отсутствием руководства, которое отвечало бы по объему и по изложению программе электровакуумной специализации.

Рассматривая основной материал, автор стремился к возможно большей простоте и наглядности изложения. Математические выводы даны почти со всеми промежуточными выкладками для того, чтобы читатель мог сосредоточить свое внимание на физической стороне предмета. С этой же целью некоторые вопросы рассматриваются более элементарно, нежели это делается в специальных руководствах (теория фокусировки электронного пучка, импульсная теория излучения, систематика характеристических спектров и т. д.)

Объем книги не позволил остановиться на изложении принципов рентгеноспектрального химического анализа, а также ограничил изложение основ структурного анализа кристаллических тел лишь рассмотрением схем возникновения рентгенограмм без их расшифровки.

Во втором издании книги автор стремился отразить новые достижения науки и техники в области получения, измерения и использования рентгеновского излучения. В связи с этим книга подверглась существенной переработке и дополнениям, однако характер изложения и построение книги сохранились. В книге сначала излагается теория возникновения рентгеновского излучения, затем описываются типы и конструкции рентгеновских трубок и аппаратов (а также ускорители заряженных частиц); далее рассматриваются физические процессы, которые происходят при взаимодействии лучей с веществом, и уже после этого даются краткие сведения о принципах и методах измерения рентгеновского излучения и некоторые сведения по их применению. Наконец, даются основные сведения о радиоактивности, получении искусственных радиоактивных изотопов и

об аппаратах с радиоактивными веществами, применяющихся для гамма-дефектоскопии и гамма-терапии.

В новом издании глава первая первого издания «Основные сведения из физики» опущена, зато написаны заново глава третья «Ускорители заряженных частиц» и глава восьмая «Аппараты с радиоактивными изотопами». Все остальные главы первого издания в значительной мере переработаны и дополнены новыми материалами.

В заключение автор считает долгом выразить свою глубокую благодарность рецензенту рукописи профессору И. В. Поройкову, ряд замечаний которого был учтен автором при окончательном редактировании рукописи, а также доценту В. В. Пасынкову, взявшему на себя труд редактирования этой книги. 1940, 1956 г.

Автор

ГЛАВА ПЕРВАЯ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЛУЧИ

1-1. Открытие рентгеновских лучей и их главные свойства

В ходе систематических исследований явлений, происходящих в разрядной трубке, Рентген сделал в 1895 г. одно из важнейших открытий конца XIX века. Он обнаружил, что если через стеклянную трубку с двумя впаянными электродами, из которой выкачан воздух до давления около 10^{-3} мм рт. ст., пропустить электрический ток, то из нее выходят особые, невидимые глазом лучи. Оказалось, что эти лучи обладают замечательными свойствами. Большинство свойств этих лучей, названных впоследствии рентгеновскими, было изучено самим Рентгеном и описано в его первых трех работах в 1895—1897 гг. Им же были указаны те непосредственные практические приложения, которые эти лучи могут иметь. Главнейшие свойства рентгеновских лучей следующие:

1. Сильная проникающая способность. Все тела оказались прозрачными для рентгеновских лучей. Прозрачность различных тел для этих лучей различна и для одного и того же тела зависит от его толщины. Ни одно тело не является для рентгеновских лучей вполне прозрачным: часть энергии рентгеновских лучей при прохождении слоя тела любой толщины поглощается им, и пучок лучей, прошедший через такой слой, обладает меньшей интенсивностью, чем падающий на этот слой. Благодаря этому свойству рентгеновские лучи нашли широкое применение в медицине для просвечивания больных с целью выявления изменений строения внутренних органов человеческого тела, вызванных заболеваниями или травмами, а также в промышленности для обнаружения внутренних дефектов материалов и изделий.

2. Способность вызывать свечение некоторых тел. Например, картон, покрытый двойной цианистой солью бария и платины $\text{PtBa}(\text{CN})_4\text{H}_2\text{O}$, светится под действием рентгеновских лучей желтовато-зеленым светом. Если между

рентгеновской трубкой и экраном поместить какое-либо однородное тело, например руку, то кости руки задержат лучи сильнее, а мышцы — слабее и на экране получится тень скелета кисти руки, потому что в тех местах экрана, куда падает меньше энергии лучей, свечение будет слабее.

3. Способность вызывать почернение фотозмультсии, подобно лучам видимого света, позволяет фотографировать ту теневую картину, которая получается при просвечивании исследуемых тел.

4. Способность ионизировать газы позволяет не только обнаруживать лучи, но и судить об их интенсивности, измеряя, например, ионизационный ток в газе.

5. Биохимическое действие на живой организм. На этом свойстве рентгеновских лучей основано применение их в медицине для лечения различных заболеваний, и его необходимо учитывать при работе с рентгеновскими лучами, так как продолжительное действие их на организм чрезвычайно вредно.

Кроме того, оказалось, что проникающая способность рентгеновских лучей в зависимости от условий их возбуждения различна. Сильно проникающие лучи условились называть жесткими лучами, а сильно поглощаемые — мягкими.

1-2. Природа рентгеновских лучей

Природа рентгеновских лучей оставалась неизвестной в течение 17 лет со времени открытия их Рентгеном. Только в 1912 г. удалось опытным путем доказать, что они имеют ту же природу, что и лучи видимого света, т. е. являются электромагнитными колебаниями, но с очень малой длиной волны.

Вскоре после открытия этих лучей Рентген и другие исследователи отмечали сходство между ними и лучами видимого света. На это указывало то, что они распространяются прямолинейно, не отклоняются ни электрическим, ни магнитным полями. Но, с другой стороны, не удавалось обнаружить для этих лучей ни отражения от зеркал, ни преломления при прохождении через призмы, ни интерференции и дифракции, т. е. не удавалось обнаружить тех явлений, которые свойственны световым лучам и которые указывают на волновую природу лучей.

Можно было полагать, однако, что указанные явления не могут быть обнаружены для рентгеновских лучей потому, что длина волны их очень мала и, следовательно, всякое зеркало будет их только рассеивать, как матовое стекло рассеивает световые лучи. Точно так же искусственные дифракционные решетки являются слишком грубыми для лучей очень короткой длины волны. Если же воспользоваться в качестве дифракци-

онной решетки естественной решеткой, которую образуют правильно расположенные в кристалле атомы, то можно ожидать, что при прохождении рентгеновских лучей через кристалл будет наблюдаться явление дифракции.

Эта идея подтвердилась на опыте, выполненном в 1912 г. физиком Лауэ. Тонкая пластинка кристалла 3 (рис. 1-1) была помещена перпендикулярно к направлению узкого пучка рентгеновских лучей; за кристаллом на расстоянии около 40 мм располагалась фотографическая пластинка 4, заключенная в конверт из черной бумаги. После освещения кристалла рентгеновскими лучами в течение нескольких часов на прояв-

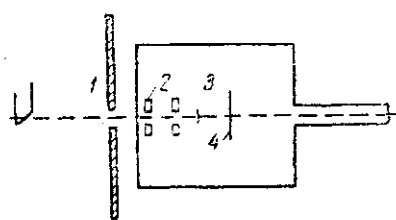


Рис. 1-1. Схема опыта Лауэ.
1 — свинцовый экран; 2 — свинцовые диафрагмы; 3 — кристалл; 4 — фото-пластинка.

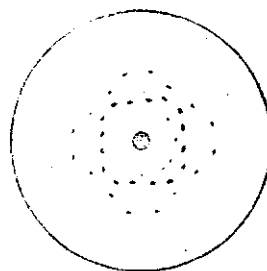


Рис. 1-2. Дифракционные пятна на фотопленке.

ленной фотопластинке вместо одного пятна, лежащего на пути пучка рентгеновских лучей, прошедших через кристалл, получился ряд пятен, симметрично расположенных вокруг основного центрального пятна (рис. 1-2). Расположение этих пятен, как оказалось, зависит от рода кристалла и его ориентировки относительно пучка лучей.

Этот результат объясняется тем, что рентгеновские лучи, рассеянные отдельными атомами кристалла, интерферируют между собой подобно световым лучам, проходящим через дифракционную решетку, причем в некоторых направлениях вследствие интерференции рассеянные лучи усиливаются и дают темные пятна на фотопластинке, в других направлениях ослабляются и не достигают фотопластинки. Лауэ дал также и математическую теорию этого явления, вполне отвечающую опытным результатам, и тем доказал электромагнитную природу рентгеновских лучей.

Это открытие легло в основу современного учения о строении кристаллических тел, с одной стороны, и, с другой стороны, в основу рентгеноспектроскопии, т. е. измерения длины волны рентгеновских лучей и изучения рентгеновских спектров.

1-3. Уравнение Вульфа—Брэгга

Значительно более простое и наглядное объяснение явления дифракции рентгеновских лучей при прохождении через кристалл дали независимо друг от друга профессор Московского университета Г. В. Вульф и английские физики отец и сын Брэгги. Эти исследователи рассматривали рассеивание рентгеновских лучей атомами кристалла как своего рода «отражение» их атомными плоскостями кристалла. Математический анализ при этом получается гораздо проще, и полученное ими уравнение очень удобно для расчетов при измерениях длин волн рентгеновских лучей и при исследованиях строения кристаллических тел.

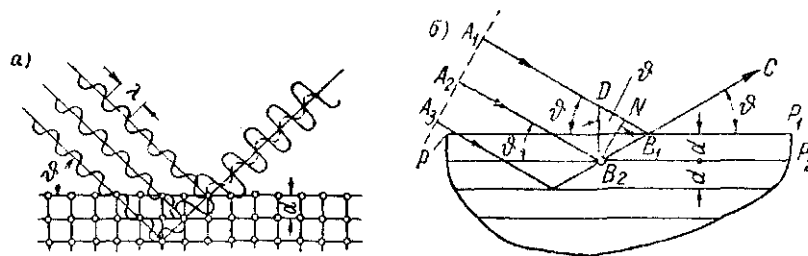


Рис. 1-3. Схема фазовых соотношений для лучей, отраженных от кристалла.

Кристалл состоит из ряда параллельных атомных плоскостей, находящихся на одинаковых расстояниях. Обозначим это расстояние d . Предположим, что на кристалл падает узкий пучок рентгеновских лучей одной определенной длины волны λ под некоторым углом ϑ к атомной плоскости кристалла. Рентгеновские лучи будут отражаться от первой, второй, третьей и т. д. атомных плоскостей, потому что они проникают в толщу кристалла.

Здесь надо оговорить, что отражение рентгеновских лучей от кристалла иное, чем отражение света от обычных зеркал. Дело в том, что лучи, отраженные от различных параллельных плоскостей, накладываются друг на друга, а так как отражение от одной атомной плоскости очень слабое, то интенсивность отраженных лучей только тогда станет заметной, если отраженные от разных плоскостей лучи усиливают друг друга. Чтобы это усиление могло произойти, необходимо, чтобы отраженные от различных плоскостей волны совпадали по фазе. Этот случай показан на рис. 1-3, а. При отсутствии совпадения лучи ослабляют друг друга и отражения не будет.

Будут ли совпадать по фазе лучи, отраженные от разных плоскостей, зависит: 1) от длины волны рентгеновских лучей,

падающих на поверхность кристалла; 2) от расстояния между двумя соседними атомными плоскостями в кристалле и 3) от угла, под которым падает пучок рентгеновских лучей на кристалл.

Все эти величины связаны одной формулой, из которой легко вычислить одну неизвестную величину, если две другие известны.

Для вывода этой формулы рассмотрим рис. 1-3, б. Пусть P_1 и P_2 — параллельные атомные плоскости кристалла, d — расстояние между ними, A_1 , A_2 — параллельные рентгеновские лучи, λ — длина их волны, θ — угол между направлением пучка рентгеновских лучей и отражающими плоскостями. Рассмотрим только те лучи, которые после «отражения» идут по общему направлению B_2C . До падения на поверхность кристалла лучи находятся в фазе, т. е. на линии A_1A_2 их максимумы и минимумы совпадают. Луч A_1 отражается в точке B_1 на первой плоскости P_1 , луч A_2 отражается в точке B_2 на второй плоскости P_2 ; оба они идут после отражения по общему направлению B_2C .

Чтобы получилось усиление отраженных лучей, необходимо, чтобы лучи A_1 и A_2 после отражения также находились в фазе, но луч A_2 должен пройти больший путь от точки A_2 до точки C , чем луч A_1 от точки A_1 до той же точки C . Если длина пути, пройденного лучом A_2 , больше длины пути луча A_1 на величину, равную длине волны λ или 2λ , 3λ и т. д., то оба эти луча после отражения будут в фазе; вследствие интерференции они усилятся и получится отражение. Следовательно, необходимым условием отражения является то, чтобы разность хода лучей A_1C и A_2C была равна или кратна длине волны их, т. е. была равна $n\lambda$, где $n=1, 2, 3$.

Выразим теперь разность хода лучей через расстояние между соседними плоскостями кристалла d и угол падения лучей θ ; для этого проведем перпендикуляры B_2N к направлению лучей и B_2D к плоскостям P_1 и P_2 ; тогда разность хода лучей A_2 и A_1 будет равна $B_2B_1 - NB_1$. Треугольник B_2B_1D равнобедренный, поэтому $DB_2 = 2d$ и $B_2B_1 = DB_1$, и, следовательно, разность хода лучей будет

$$B_2B_1 - NB_1 = DB_1 - NB_1 = DN.$$

Кроме того, $\angle DB_2N = \angle DB_1P = \theta$, потому что их стороны взаимно перпендикулярны. Из треугольника DNB_2 разность хода $DN = 2d \sin \theta$. Итак, можно написать условие отражения

$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (1-1)$$

Уравнение (1-1) является основным в рентгеноспектроскопии и в исследовании структуры кристаллических тел и называется уравнением Вульфа — Брэгга.

В этом уравнении n — целое число и определяет так называемый порядок отражения. Если n равно единице, то разность хода двух лучей, отраженных от двух смежных атомных плоскостей, равна одной длине волны. В этом случае уравнение (1-1) имеет вид

$$\lambda = 2d \sin \theta_1$$

и дает условие для отражения первого порядка.

При $n=2$ это уравнение принимает вид

$$2\lambda = 2d \sin \theta_2$$

и показывает, что отражение во втором порядке при той же длине волны происходит при большем угле $\theta_2 > \theta_1$.

Из уравнения (1-1) следует, что если пучок рентгеновских лучей, падающий на кристалл, содержит лучи только одной длины волны (мономатический пучок), то отражения не будет происходить до тех пор, пока угол между направлением лучей и поверхностью кристалла не будет удовлетворять этому уравнению. С другой стороны, если пучок содержит лучи различных длин волн (неоднородный пучок), то при заданном угле скольжения отражаются лучи только тех длин волн, которые удовлетворяют этому уравнению; лучи всех других длин волн отражаться не будут.

Таким образом, мы видим еще одну существенную разницу между отражением видимого света от зеркал и «отражением» рентгеновских лучей от атомных плоскостей кристалла. Белый свет, состоящий из лучей различных длин волн (различных цветов), отражается от зеркал без разложения. Из пучка неоднородных рентгеновских лучей при заданном угле скольжения селективно (избирательно) отражаются лучи только с вполне определенными длинами волн, отвечающими уравнению (1-1).

1-4. Измерение длины волны рентгеновских лучей

Пользуясь уравнением (1-1), можно измерять длины волн рентгеновских лучей. Для этого необходимо на кристалл, для которого известно расстояние между атомными плоскостями d , направить узкий пучок исследуемых рентгеновских лучей и затем, вращая его вокруг оси, проходящей в плоскости наружной поверхности кристалла, измерить угол θ , при котором наблюдается отражение. Тогда простые вычисления по уравнению (1-1) дают длину волны.

Однако в то время, когда впервые производились эти измерения, еще не было известно расстояние между плоскостями в кристаллах. Эту величину Брэгги вычислили для кристалла поваренной соли, исходя из химических и физических свойств соли, следующим образом.

Для поваренной соли известны: удельный вес ($\gamma=2,17$), химический состав (NaCl), атомный вес натрия ($A_{\text{Na}}=23$), атомный вес хлора ($A_{\text{Cl}}=35,46$), вес атома водорода ($M_{\text{H}}=1,66 \times 10^{-24} \text{ г}$), структура кристалла кубическая.

В пространственной решетке NaCl (рис. 1-4) на долю каждого иона натрия приходится объем d^3 и на долю каждого иона хлора — такой же объем d^3 ; следовательно, молекула соли занимает объем $2d^3$. Вес одной молекулы равен $2d^3\gamma$. С другой стороны, вес молекулы NaCl равен весу атома водорода, умно-

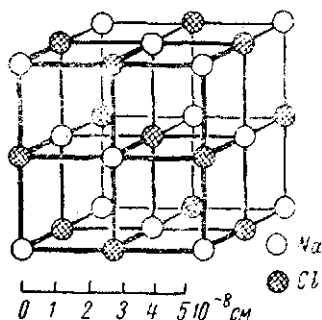


Рис. 1-4. Элементарная ячейка пространственной решетки кристалла поваренной соли.

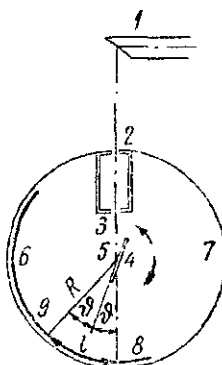


Рис. 1-5. Схема фотографического спектрографа.

женному на сумму атомных весов натрия и хлора. Следовательно, можно написать уравнение

$$2d^3\gamma = 1,66 \cdot 10^{-24} (23 + 35,46),$$

откуда

$$d = \sqrt[3]{\frac{1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 58,46}{2 \cdot 2,17}} = 2,814 \cdot 10^{-8} \text{ см.} \quad (1-2)$$

Таким образом впервые было определено расстояние между атомными плоскостями в кристалле поваренной соли. После этого нетрудно было построить спектрограф для измерения длин волн рентгеновских лучей. Здесь будут описаны только два прибора для изучения спектров рентгеновских лучей с вращающимися кристаллами — фотографический и ионизационный.

На рис. 1-5 приведена схема фотографического спектрографа. Выходящие из трубки 1 рентгеновские лучи проходят через две узкие щели 2 и 3 и падают тонким почти параллельным пучком на кристалл 4, укрепленный на вращающемся столике. Во время работы спектрографа столик с кристаллом

медленно поворачивается вокруг оси 5 в двух направлениях на несколько градусов. При этом угол между направлением лучей и поверхностью кристалла непрерывно меняется так, что лучи каждой длины волны в некоторые моменты времени падают на кристалл под таким углом, который удовлетворяет условию отражения (уравнению Вульфа — Брэгга), а после отражения попадают на изогнутую фотопленку 6 внутри цилиндрической камеры 7 и вызывают почернение пленки. Лучи, прошедшие сквозь кристалл без отражения, попадают на пленку в точке 8 и здесь вызывают почернение пленки — так называемое центральное пятно.

Определение длины волны рентгеновских лучей из полученной указанным путем спектрограммы производится следующим образом.

Пусть расстояние между центральным пятном 8 и пятном отраженного луча 9 будет на снимке равно l [см], радиус камеры известен и равен R [см]. Тогда

$$\frac{l}{R} = 2\vartheta,$$

откуда

$$\vartheta = \frac{l}{2R}.$$

Так как расстояние между двумя соседними плоскостями кристалла d известно (для соли NaCl $d = 2,814 \cdot 10^{-8}$ см), то, подставляя в уравнение (1-1) известное d и измеренный угол ϑ , находим длину волны λ .

На рис. 1-6 дан схематический чертеж фотографии непрерывного спектра излучения рентгеновской трубки. Почернения различных участков спектрограммы вызваны лучами различных длин волн. Рассматривая спектрограмму, видим, что плотность почернения не на всем протяжении спектра одинакова, следовательно, и интенсивность рентгеновских лучей различных длин волн, вызвавших эти почернения, различна. Распределение интенсивности в спектре можно представить графически, если по оси абсцисс откладывать длины волн лучей, а по оси ординат — найденные по почернению фотопластины интенсивности рентгеновских лучей (рис. 1-7).

Ионизационный спектрометр Брэгга применяется как для рентгеновской спектрометрии, так и для исследования структуры кристаллов. Схема прибора показана на рис. 1-8. Кристалл С монтируется на столике, вращающемся вокруг неподвижной оси таким образом, чтобы ось вращения лежала в плоскости, отражающей грани кристалла. Ионизационная камера К укрепляется на мостике, вращающемся вокруг той же оси, и состоит из латунного цилиндра длиной 150 мм и диамет-

ром 50 мм. Со стороны входа лучей камера имеет отверстие, закрытое тонкой алюминиевой фольгой, пропускающей лучи без заметного ослабления. Внутри камеры параллельно ее оси помещен изолированный янтарной втулкой электрод, который соединяется с электрометрическим устройством (электроскопом или струнным электрометром), позволяющим измерять ионизационные токи. На внешнюю оболочку камеры подается потенциал в несколько сот вольт от аккумуляторной батареи.



Рис. 1-6 Схема непрерывного спектра

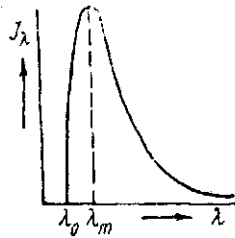


Рис. 1-7. Распределение плотности интенсивности в непрерывном спектре.

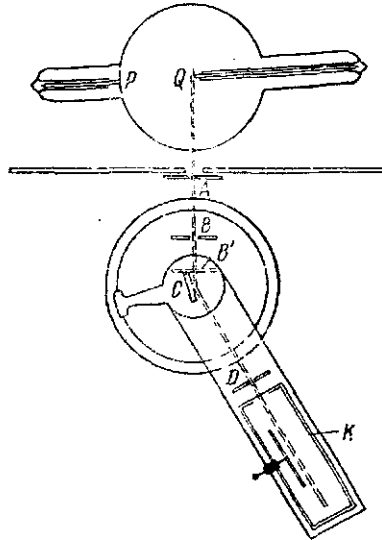


Рис. 1-8 Схема ионизационного спектрометра.

Узкий пучок рентгеновских лучей, ограниченный двумя шелями A и B , попадает на кристалл и после отражения — в ионизационную камеру, где ионизирует находящийся в ней газ. Измеряемый ток ионизации является относительной мерой интенсивности отраженного кристаллом луча. Для соблюдения условия равенства угла падения и угла отражения камера устанавливается так, чтобы угол, образуемый ее осью с направлением первичного пучка лучей, был ровно вдвое больше угла, образуемого гранью кристалла с первичным лучом. Отсчеты углов поворота кристалла и камеры производятся при помощи лимбов с нониусами с точностью до нескольких минут.

Для того чтобы найти распределение интенсивности лучей в спектре излучения трубки, необходимо постепенно изменять угол θ между направлением пучка лучей и отражающей гранью

кристалла, одновременно поворачивая камеру на двойной угол 2θ . Если известна постоянная кристалла d , то по измеренному углу θ легко определить длину волны отраженного от кристалла луча с помощью уравнения (1-1), а по ионизационному току — его интенсивность.

Преимущество ионизационного спектрометра заключается в том, что он позволяет производить количественную оценку интенсивности отраженных лучей. С другой стороны, для получения достаточно полного спектра необходимо произвести значительное число измерений, что связано с большой затратой времени и труда.

1-5. Преломление рентгеновских лучей

После того как была установлена тождественность природы рентгеновских лучей и лучей света, естественно было ожидать, что явления, характерные для света (преломление и отражение), должны наблюдаться и в случае рентгеновских лучей. Однако чрезвычайно малая длина волны последних требует высокой чувствительности приборов и точности измерений для обнаружения этих явлений. Поэтому все попытки обнаружить преломление рентгеновских лучей при прохождении их через призмы до 1919 г. оставались безрезультатными. Преломление впервые было обнаружено при измерениях длины волны мягких рентгеновских лучей в различных порядках отражения от кристалла. Оказалось, что с увеличением порядка отражения уменьшается величина длины волны, вычисленная по формуле Вульфа — Брэгга:

$$n\lambda = 2d \sin \theta_n, \quad (1-1')$$

т. е. величина

$$\frac{\sin \theta_n}{n} = \frac{\lambda}{2d} \quad (1-1'')$$

уменьшается с увеличением n , в то время как при заданной длине волны λ и постоянной решетки d эта величина должна сохранять постоянное значение.

Это отклонение от уравнения Вульфа — Брэгга $\frac{\sin \theta_n}{n} = \text{const}$ можно объяснить преломлением рентгеновских лучей в кристалле.

При выводе формулы Вульфа — Брэгга предполагалось, что показатель преломления рентгеновских лучей равен единице, и вследствие этого направления луча вне кристалла и внутри него совпадают. Если бы преломления рентгеновских лучей в кристалле не существовало, то формула Вульфа — Брэгга была бы совершенно точной. Если же преломление имеет место, то формула будет неточной, так как измеряемый $\sin \theta_n$ кристалла

угол ϑ_n отличается от угла, который входит в уравнение (1-1), потому что разность хода лучей, отраженных от различных атомных плоскостей, определяется углом, образованным лучом, идущим внутри кристалла, с этими плоскостями.

Следовательно, при наличии преломления угол ϑ_n , измеренный вне кристалла, будет отличаться от угла ϑ'_n , входящего в формулу (1-1), и луч при входе в кристалл отклоняется от своего первоначального направления (рис. 1-9). Наблюдения показали, что показатель преломления рентгеновских лучей немного меньше единицы и, следовательно, луч после преломления удаляется от нормали.

Найдем поправку, которую нужно внести в формулу Вульфа — Брэгга, чтобы учесть преломление лучей в кристалле. Для этого положим, что уравнение (1-1) справедливо внутри кристалла. Тогда, обозначая измеряемый вне кристалла угол ϑ_n , а угол, образуемый лучом с отражающими атомными плоскостями внутри кристалла (где длина волны будет иная, λ'_n), через ϑ'_n , имеем

$$n\lambda' = 2d \sin \vartheta'_n. \quad (1-1'')$$

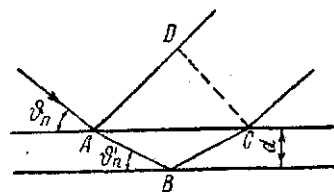


Рис. 1-9. Схема преломления рентгеновских лучей.

Заменим теперь в (1-1'') ϑ'_n через измеряемый угол ϑ_n и показатель преломления η или величину $\eta = 1 - \delta$, исходя из формулы для показателя преломления,

84950

$$\eta = 1 - \delta = \frac{\cos \vartheta_n}{\cos \vartheta'_n} \quad (1-3)$$

путем следующих преобразований.

Возведем в квадрат обе стороны уравнения (1-3):

$$(1 - \delta)^2 = \frac{\cos^2 \vartheta_n}{\cos^2 \vartheta'_n} = \frac{1 - \sin^2 \vartheta_n}{1 - \sin^2 \vartheta'_n}$$

или, пренебрегая малой величиной δ^2 ,

$$(1 - 2\delta)(1 - \sin^2 \vartheta'_n) = 1 - \sin^2 \vartheta_n = 1 - 2\delta - \sin^2 \vartheta'_n + 2\delta \sin^2 \vartheta'_n.$$

Отсюда

$$(1 - 2\delta) \sin^2 \vartheta'_n = \sin^2 \vartheta_n - 2\delta = \sin^2 \vartheta_n \left(1 - \frac{2\delta}{\sin^2 \vartheta_n}\right).$$

Извлекая из этого выражения квадратный корень, прибавив предварительно в скобке левой части малую величину δ^2 и

в скобке правой части величину $\frac{\delta^2}{\sin^4 \vartheta_n}$, получим

$$(1 - \delta) \sin \vartheta'_n = \sin \vartheta_n \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right) = \sin \vartheta_n \left(1 - \delta \frac{4d^2}{n^2 \lambda^2} \right), \quad (1-4)$$

где $\sin \vartheta_n$ заменен величиной $\frac{n\lambda}{2d}$ из уравнения (1-1).

Подстановка (1-4) в (1-1''') с учетом, что $(1 - \delta) \approx 1$ и $\lambda \approx \lambda'$, дает

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta_n \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta_n} \right). \quad (1-5)$$

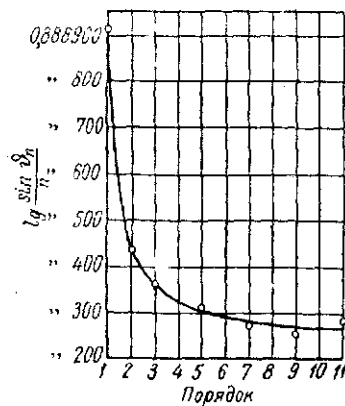


Рис. 1-10. Зависимость выражения $\log \frac{\sin \vartheta_n}{n}$ от n .

Таким образом, мы получили, что если имеет место преломление ($\eta = 1 - \delta$), то формула Вульфа — Брэгга принимает вид (1-5).

На рис. 1-10 кривая показывает зависимость между $\lg \frac{\sin \vartheta_n}{n}$ и n , вычисленную по формуле (1-5); точки на кривой получены экспериментально при отражении рентгеновских лучей длиной волны $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ от кристалла гипса ($d = 7,573 \text{ \AA}$). Как видно, они очень хорошо располагаются на теоретической кривой, чем подтверждается существование преломления рентгеновских лучей.

1-6. Определение показателя преломления рентгеновских лучей

Измеряя углы отражения ϑ_n для двух порядков отражения n_1 и n_2 , можно вычислить величину δ и показатель преломления $\eta = (1 - \delta)$.

После деления уравнения (1-5) на $2dn$ получаем

$$\frac{\sin \vartheta_n}{n} = \frac{\lambda}{2d} + \frac{\delta}{n \sin \vartheta_n}. \quad (1-6)$$

Взяв разность двух таких выражений, написанных для двух порядков отражения n_1 и n_2 :

$$\frac{\sin \vartheta_{n_1}}{n_1} - \frac{\sin \vartheta_{n_2}}{n_2} = \frac{\delta}{n_1 \sin \vartheta_{n_1}} - \frac{\delta}{n_2 \sin \vartheta_{n_2}},$$

имеем

$$\delta = \frac{\frac{\sin \vartheta_{n_1}}{n_1} - \frac{\sin \vartheta_{n_2}}{n_2}}{\frac{1}{n_1 \sin \vartheta_{n_1}} - \frac{1}{n_2 \sin \vartheta_{n_2}}} \quad (1-7)$$

Оказалось, что показатель преломления, как и следовало ожидать, для различных длин волн различен, причем δ меняется приблизительно пропорционально квадрату длины волны:

$$\frac{\delta}{\lambda^2} \approx \text{const.}$$

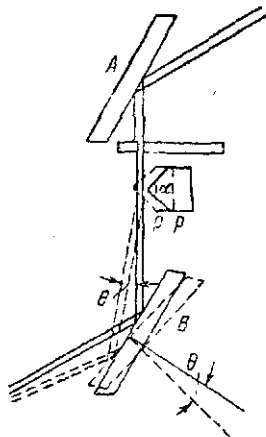


Рис. 1-11. Схема измерения показателя преломления.

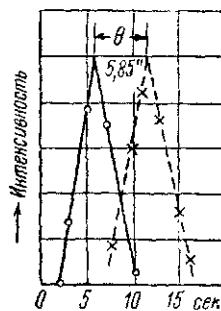


Рис. 1-12. Зависимость интенсивности отраженного луча от угла поворота кристалла.

Порядок величины δ , например, для стекла оказался равным для $\lambda = 1,933 \text{ \AA}$

$$\delta = 12,38 \cdot 10^{-6}$$

и $\lambda = 0,708 \text{ \AA}$

$$\delta = 5,85 \cdot 10^{-6}.$$

Непосредственно преломление рентгеновских лучей при прохождении через призму впервые наблюдалось в 1924 г., а в 1925 г. был измерен показатель преломления различных веществ при помощи двойного ионизационного спектрометра. В этом спектрометре луч отражается последовательно от двух параллельно расположенных одинаковых кристаллов (рис. 1-11).

Интенсивность отраженного луча от второго кристалла, очевидно, будет наибольшей тогда, когда второй кристалл расположен параллельно первому. При повороте кристалла B вокруг оси, перпендикулярной чертежу, интенсивность отраженного луча будет резко уменьшаться (рис. 1-12, сплошная линия), так

как при этом нарушается условие Вульфа — Брэгга. Если теперь мы поместим призму P из исследуемого материала на пути луча, отраженного от кристалла A , то луч, преломившись в призме, отклонится на некоторый угол θ и интенсивность отражения от кристалла B сильно уменьшится. Для того чтобы снова получить максимум отражения от B , необходимо повернуть кристалл B на тот же угол θ .

В табл. 1-1 приведены некоторые результаты таких измерений. Вычисления производились по формуле

$$\delta = \theta \cdot \operatorname{ctg} \alpha,$$

где θ — угол поворота кристалла и α — преломляющий угол призмы.

Таблица 1-1

| Длина волны λ , А | Вещество призмы | α , град | θ , сек | $\delta \cdot 10^6$ |
|------------------------------|--------------------|-----------------|----------------|---------------------|
| 0,7078 | Al | 166 | 5,62 | 1,68 |
| 0,7078 | Cu | 60 | 2,12 | $5,95 \pm 0,5$ |
| 0,7078 | Ag | 63,5 | 2,42 | $5,85 \pm 0,3$ |
| 0,7078 | Графит | 86,4 | 4,02 | $1,23 \pm 0,15$ |
| 1,537 | Al | 116 | 5,53 | 8,4 |

1-7. Полное «внутреннее» отражение

Полное «внутреннее» отражение рентгеновских лучей от стекла, серебра и поверхностей, покрытых лаком, впервые было обнаружено А. Комптоном в 1922 г. Как указывалось выше, показатель преломления немного меньше единицы. Это значит, что при переходе из воздуха в любую твердую или жидкую среду рентгеновский луч удаляется от нормали. Следовательно, должен существовать предельный угол, при котором будет наблюдаться полное отражение, аналогичное полному внутреннему отражению в оптике. Зная показатель преломления, можно определить величину этого угла.

Из равенства

$$\eta = 1 - \delta = \frac{\cos \vartheta_1}{\cos \vartheta_2}$$

получаем условие для полного отражения, положив $\vartheta_2 = 0$:

$$1 - \delta = \cos \vartheta_0$$

или, возводя это равенство в квадрат, пренебрегая малой величиной δ^2 и приравнявая $\sin \vartheta_0 = \vartheta_0$ ввиду малости ϑ_0 , имеем

$$1 - 2\delta = \cos^2 \vartheta_0 = 1 - \sin^2 \vartheta_0 \approx 1 - \vartheta_0^2,$$

откуда предельный угол

$$\vartheta_0 = \sqrt{2\delta}. \quad (1-8)$$

При всех углах, меньших чем предельный, будет наступать полное отражение. Измерив предельный угол полного отражения, можно вычислить показатель преломления изучаемого вещества.

Явление полного отражения наблюдалось многими исследователями. М. Корсунский (1926 г.) указал на возможность использования явления полного отражения для фокусировки узкого пучка лучей. Расходящийся узкий пучок рентгеновских лучей проходит сквозь узкую стеклянную трубку; часть лучей, падающих на внутреннюю поверхность стенок трубки под углом, меньшим чем предельный угол скольжения, отражается и фокусируется на определенном расстоянии в точку.

1-8. Диффракция рентгеновских лучей от обыкновенной диффракционной решетки и непосредственное измерение длины волны

Открытие явления полного отражения дало возможность применить обыкновенную диффракционную решетку для разложения пучка рентгеновских лучей в спектр и непосредственного измерения длин волн. Действие диффракционных решеток заключается в том, что отдельные участки решетки, расположенные на равных расстояниях друг от друга, рассеивают лучи различным образом.

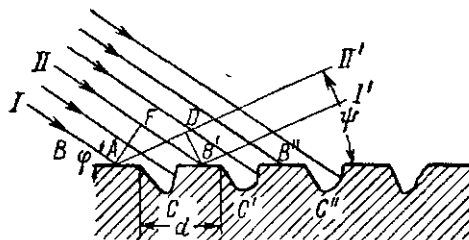


Рис. 1-13. Схема диффракционной решетки.

Однако рентгеновские лучи рассеиваются в одинаковой мере как «гладкими», так и шероховатыми частями решетки, так как для рентгеновских лучей, длина волны которых порядка размеров атомов, «гладко» полированная поверхность является матовой. Поэтому обычная диффракционная решетка может служить для разложения пучка рентгеновских лучей в спектр только в том случае, если угол, образуемый лучом с поверхностью решетки, меньше предельного угла полного отражения. Тогда гладкие участки решетки $BB'B''$ (рис. 1-13) дадут полное отражение, интенсивность которого будет во много раз больше интенсивности рассеянного шероховатыми участками решетки $CC'C''$, и, следовательно, условия для появления диффракции будут налицо.

Впервые диффракционный спектр рентгеновских лучей был получен с помощью оптической диффракционной решетки А. Комптоном в 1925 г. Дальнейшее улучшение методики

работы с диффракционными решетками дало возможность получать очень хорошие спектры рентгеновских лучей, немногим уступающие по резкости обычным спектрограммам, получаемым с помощью кристаллов.

Длина волны лучей может быть вычислена по спектрам, получаемым от диффракционной решетки следующим образом.

Пусть параллельный пучок рентгеновских лучей длиной волны λ падает на поверхность диффракционной решетки, имеющей постоянную d , под углом φ ; тогда диффракционный максимум получится под таким углом ψ , при котором разность хода двух соседних лучей равна нулю или целому числу длин волн.

Разность хода лучей I и II (рис. 1-13) равна

$$AD - FB' = d \cos \psi - d \cos \varphi = d (\cos \psi - \cos \varphi).$$

Таким образом, условие получения максимума диффракции при угле ψ будет

$$n\lambda = d (\cos \psi - \cos \varphi) \quad (1-9)$$

или

$$n\lambda = 2d \sin \frac{\psi + \varphi}{2} \sin \frac{\psi - \varphi}{2}.$$

Так как углы φ и ψ малы, то

$$n\lambda = 2d \frac{\psi + \varphi}{2} \cdot \frac{\psi - \varphi}{2}. \quad (1-10)$$

Обозначая $\psi - \varphi$ через Δ , записывая $\psi + \varphi = (\varphi + \varphi) + (\psi - \varphi) = 2\left(\varphi + \frac{\psi - \varphi}{2}\right)$, получим

$$n\lambda = d\Delta\left(\varphi + \frac{\Delta}{2}\right), \quad (1-11)$$

где n — целое число и может быть положительным, отрицательным или равным нулю. Отражение под углом $\psi = \varphi$ называется отражением нулевого порядка ($n=0$); порядки других отражений называются положительными, если $n > 0$, или отрицательными, если $n < 0$.

Так как постоянная решетки d известна, а углы φ и ψ могут быть точно измерены, то этим способом можно находить длину волны с большой степенью точности, пользуясь уравнением (1-11).

Метод измерения длин волн рентгеновских лучей с помощью диффракционной решетки имеет очень большое значение, так как дает возможность измерять длины волн при помощи величин, доступных непосредственному измерению (постоянная решетки, угол диффракции). Совпадение величин длин волн, измеренных методом диффракционной решетки и методом кри-

сталла, подтверждает правильность наших представлений о строении кристаллов. Кроме того, сравнение результатов измерений этими методами, приведенных в табл. 1-2, показывает, что длина волны, измеренная с помощью решетки, оказывается больше длины волны, измеренной с помощью кристалла, приблизительно на $\frac{1}{4}\%$.

Таблица 1-2

Сравнение длин волн, измеренных с помощью
решеток и кристаллов

| Линия | λ_p для решетки | λ_k для кристалла | $\frac{\lambda_p - \lambda_k}{\lambda_p} \cdot \%$ |
|------------------|----------------------------|------------------------------|--|
| MoL $_{\alpha}$ | 5,4116 | 5,3950 | -0,31 |
| MoL $_{\beta}$ | 5,1832 | 5,1665 | +0,33 |
| CuK $_{\alpha}$ | 1,54172 | 1,5387 | +0,20 |
| CuK $_{\beta_1}$ | 1,39225 | 1,3894 | +0,20 |
| CrK $_{\alpha}$ | 2,29097 | 2,2859 | +0,22 |
| CrK $_{\beta_1}$ | 2,08478 | 2,0806 | +0,22 |

Исследование причин этого расхождения привело к необходимости увеличить значение заряда электрона $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ CGSE до величины $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$, что почти точно совпадает со значением $e = 4,802 \cdot 10^{-10}$, полученным последними уточненными прямыми методами. Наконец, этот метод дал возможность измерять длины волн электромагнитных излучений во всем диапазоне от малых длин волн жестких рентгеновских лучей, измеряемых методом кристалла, до видимой части спектра.

1-9. Возбуждение рентгеновских лучей

Рентгеновские лучи, как показали опыты, тождественны лучам инфракрасным, видимого света, ультрафиолетовым и радиоизлучению и отличаются от них только длиной волны. Место, которое занимают рентгеновские лучи по длине волны среди других видов электромагнитных излучений, показано в табл. 1-3.

В зависимости от длины волны все виды лучей обладают различными свойствами и могут возбуждаться различными способами. Так, для возбуждения радиоволн служат крупные сооружения — передатчик и антенна; в них создаются высокочастотные электромагнитные колебания, в результате которых происходит излучение электромагнитных волн большой длины. Лучи инфракрасные, лучи видимого света и ультрафиолетовые могут возникать при быстрых колебательных движениях электрических зарядов, входящих в состав вещества, при повышении его температуры.

Рентгеновские лучи возникают только тогда, когда быстро-движущиеся электроны резко затормаживаются поставленной на их пути преградой. Большая часть энергии тормозящихся электронов при этом превращается в теплоту и только ничтожная часть их энергии (около 0,1—1% при напряжениях до 200 кВ; см. § 1-21) превращается в энергию рентгеновских лучей.

Таблица 1-3
Виды электромагнитного излучения

| Название лучей | Длина волны |
|--|----------------------|
| Радиоволны | 30 км—0,3 мм |
| Инфракрасные лучи | 0,3 мм—7800 Å |
| Лучи видимого света | 7800—3900 Å |
| Ультрафиолетовые лучи | 3900—200 Å |
| Рентгеновские лучи (техническая область) | 2,5—0,006 Å |
| γ-лучи радия | 0,25—0,003 Å |
| Сверхжесткое рентгеновское излучение бета-тронов (100 Мэв) | $12 \cdot 10^{-5}$ Å |

Систематическое изучение рентгеновского излучения показало, что оно в общем случае складывается из двух компонентов:

1. Тормозного излучения испускаемого электронами, тормозящимися в веществе анода рентгеновской трубки, которое разлагается в сплошной или непрерывный спектр, состоящий из непрерывного ряда длин волн. Важнейшая особенность этого спектра заключается в том, что он имеет резкую границу со стороны коротких длин волн (рис. 1-7); эта граница находится при тем меньшей длине волны, чем большей энергией обладали тормозящиеся электроны.

2. Характеристического излучения, испускаемого атомами вещества анода, которое разлагается в линейчатый спектр и возникает только тогда, когда энергия электронов превзойдет определенное значение, характерное для атомов вещества, в котором они тормозятся; при этом линейчатый спектр накладывается на спектр непрерывный.

Теория возникновения отдельных линий спектра характеристического излучения в настоящее время представляется более ясной, чем теория непрерывного спектра тормозного излучения.

В то время как теория характеристического излучения исчерпывается квантовой теорией строения атомов, теория тормозного излучения до сего времени строится частью на пред-

ставлениях классической электродинамики, частью на квантовых, которые не исключают, а лишь дополняют друг друга.

В дальнейшем изложении мы рассмотрим обе эти теории: классическую (импульсную) и квантовую теории возникновения непрерывного спектра тормозного излучения.

1-10. Импульсная теория тормозного излучения

Импульсная теория тормозного излучения основана на представлениях классической электродинамики. Возникновение рентгеновских лучей при торможении быстро движущихся электронов, согласно этой теории, происходит следующим образом.

Если электрон со своим радиальным электрическим полем движется равномерно, то перпендикулярно силовым линиям этого поля и направлению скорости их движения возникает магнитное поле. Это электромагнитное поле связано с электроном, и скорость его движения равна скорости электрона. При встрече с препятствием электрон резко тормозится, т. е. почти мгновенно с большим отрицательным ускорением теряет свою скорость. Это изменение скорости сопровождается излучением из места остановки электрона электромагнитного импульса, который распространяется по всем направлениям со скоростью света в виде потока электромагнитной энергии — рентгеновского излучения.

Представление о характере этого электромагнитного импульса можно составить, рассматривая изменение формы силовых линий электрического поля электрона, скорость которого падает за очень короткое время τ от v до нуля, причем предполагается, что движение электрона во время торможения остается прямолинейным (рис. 1-14).

Пусть в точке O начинается торможение и через время τ заканчивается в точке O_1 . Во время движения электрона до точки O он, как указывалось, сопровождается электромагнитным полем; после остановки электрона в точке O_1 вокруг него образуется электростатическое поле. Следовательно, за время торможения τ электромагнитное поле должно перейти в электростатическое. Эти изменения распространяются во все стороны со скоростью света. Поэтому в момент, более поздний,

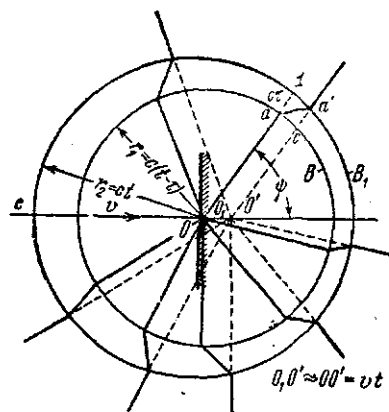


Рис. 1-14. Схема изменения формы силовых линий поля электрона при торможении.

чем начало торможения электрона в точке O , на t секунд ($t > \tau$), вне сферы радиуса $r_2 = ct$ все будет происходить так, как если бы электрон продолжал двигаться со своей скоростью v и находился в этот момент в точке O' ; при этом $OO' = vt$, т. е. вне сферы радиуса r_2 электрическое поле электрона такое, как если бы оно исходило из точки O' .

Внутри сферы радиуса $r_1 = c(t - \tau)$, где $(t - \tau)$ — время, прошедшее после остановки электрона в точке O_1 , и c — скорость света, распределено неподвижное электрическое поле.

Ввиду этого электрическая силовая линия, образовывавшая угол ψ по отношению к направлению движения электрона, будет прямой O_1a до сферы B и снова прямой за сферой B_1 , но в промежутке между сферами B и B_1 она претерпевает излом, представленный отрезком aa' , форма которого будет зависеть от закона изменения скорости электрона при торможении. Нетрудно видеть, что и все другие силовые линии, кроме тех, которые направлены параллельно скорости v , будут искривлены в переходном слое BB_1 .

С течением времени, когда сферы B и B_1 расширяются, эти изломы силовых линий уносятся со скоростью света и производят своими составляющими, перпендикулярными скорости своего движения, магнитное поле.

Переходный слой между сферами представляет, таким образом, шаровую электромагнитную волну, излучаемую электроном. Толщина этого слоя называется шириной импульса и обозначается λ . Величина λ играет ту же роль, что длина волны в оптике. Как видно из рис. 1-14, ширина импульса зависит от угла, образованного направлением луча и направлением торможения.

Исходя из приведенной качественной картины механизма излучения электромагнитного импульса при торможении электрона, можно вычислить количество энергии, проходящее через единицу поверхности сферы B_1 , т. е. плотность потока электромагнитной энергии в любом направлении и полную энергию электромагнитного импульса.

Как известно из электродинамики, плотность потока электромагнитной энергии в каком-либо направлении — вектор Умова — Пойнтинга — выражается формулой

$$w_0 = \frac{c}{4\pi} EH, \quad (1-12)$$

где E и H — напряженности электрической и магнитной составляющих электромагнитного поля в плоскости, перпендикулярной к направлению его распространения. Найдем значения этих величин. Примем для воздуха магнитную проницаемость μ и диэлектрическую проницаемость ϵ равными единице ($\mu = \epsilon = 1$).

Тогда напряженность электрического поля E_1 в точке a будет

$$E_1 = \frac{e}{r^2},$$

где e — заряд электрона и $r \approx r_1$. Вследствие малости τ можно принять, что напряженность вдоль отрезка aa' имеет это же значение.

Проекция E напряженности электрического поля E_1 на ac будет

$$E = E_1 \frac{ac}{aa'}.$$

Так как путь l электрона в теле анода очень мал, то можно считать $O_1O' = OO' = vt$; тогда $ac = vt \sin \psi$; кроме того, так как ac очень мало в сравнении с $ad = ct$, то можно вместо aa' взять $ad = ct$. Тогда

$$E = E_1 \frac{vt \sin \psi}{ct}$$

или, так как $r \approx ct$,

$$E = E_1 \frac{vr \sin \psi}{c^2 \tau} = \frac{e}{r^2} \cdot \frac{vr \sin \psi}{c^2 \tau} = \frac{ev \sin \psi}{rc^2 \tau}.$$

Наконец, принимая движение электрона во время торможения равнозамедленным

$$a = \frac{v}{\tau},$$

получим окончательное выражение для проекции напряженности электрического поля на ac

$$E = \frac{ea}{rc^2} \sin \psi.$$

Магнитная составляющая электромагнитного импульса H перпендикулярна направлению электрической составляющей E и радиусу r и по величине равна электрической составляющей, если будем измерять E в электростатических, а H — в электромагнитных единицах:

$$H = E = \frac{ea}{rc^2} \sin \psi. \quad (1-13)$$

Подставляя теперь значения E и H из (1-13) в формулу Умова — Пойнтинга (1-12), имеем

$$w_0 = \frac{c}{4\pi} EH = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3 r^2} \sin^2 \psi. \quad (1-14)$$

Общий поток энергии всего импульса определится интегрированием этого выражения по шаровой поверхности радиуса r :

$$W = \int_s w_0 ds.$$

так как (рис. 1-15)

$$ds = r \sin \psi d\alpha \cdot r d\psi = r^2 \sin \psi d\psi d\alpha,$$

то

$$W = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\pi \sin^2 \psi \sin \psi d\psi = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \left[\alpha \right]_0^{2\pi} \int_0^\pi (1 - \cos^2 \psi) d(\cos \psi) =$$

$$= \frac{e^2 a^2}{2c^3} \int_{-1}^1 (1 - \cos^2 \psi) d(\cos \psi) = \frac{e^2 a^2}{2c^3} \left(2 - \frac{2}{3} \right)$$

или

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 a^2}{c^3}. \quad (1-15)$$

Из этого выражения можно сделать важный вывод. Если, как предполагалось выше, торможение электрона на отрезке пути $l = OO_1$ происходит равнозамедленно в течение времени τ , то

$$v_{cp} = \frac{v}{2}; \quad a = \frac{v}{\tau}; \quad l = \frac{v}{2} \tau;$$

$$\tau = \frac{2l}{v}; \quad a = \frac{v^2}{2l},$$

откуда

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{v^2}{2l} \right)^2 = \frac{e^2 v^4}{6c^3 l^2}.$$

Рис. 1-15. К интегрированию уравнения (1-14).

Наконец, выражая скорость электрона v через ускоряющее напряжение U

$$\frac{1}{2} mv^2 = eU,$$

имеем

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^4 U^2}{c^3 l^2 m^2}. \quad (1-16)$$

Из последнего выражения следует, что энергия излучения пропорциональна квадрату ускоряющего напряжения и обратно пропорциональна квадрату массы тормозящейся частицы.

Эти выводы подтверждаются опытом. Как увидим дальше, мощность излучения рентгеновской трубки, по измерениям, оказывается пропорциональной квадрату напряжения. С другой стороны, все попытки обнаружить излучение, сопровождающее торможение ионов, приводят к отрицательным результатам. Это последнее непосредственно следует из формулы (1-16); так как масса даже самого легкого иона водорода почти в 2000 раз больше массы электрона, то, очевидно, излучение ионов должно быть в миллионы раз меньше излучения электронов.

1-11. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в пространстве

Формулы (1-13) и (1-14) применимы в случае торможения электронов, обладающих скоростью, малой в сравнении со скоростью света. При скоростях электронов, сравнимых со скоростью света ($\beta = \frac{v_0}{c} \rightarrow 1$), в эти формулы должны быть введены поправки, вытекающие из принципа относительности. В этом случае формулы (1-13) и (1-14), как показал Абрагам, принимают следующий вид:

$$H = E = \frac{ea \sin \psi}{rc^2 (1 - \beta' \cos \psi)^3} \quad (1-17)$$

и

$$\omega_0 = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3 r^2} \frac{\sin^2 \psi}{(1 - \beta' \cos \psi)^5} \quad (1-18)$$

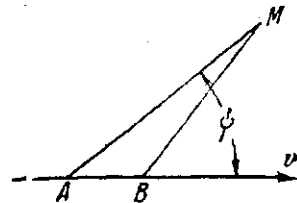


Рис. 1-16. К выводу формулы (1-20).

Формула (1-18) выражает плотность излучения в данный момент торможения электрона при еще сохранившейся скорости ($\beta' = \frac{v}{c}$) для различных углов наблюдения ψ .

Полное излучение заторможенного быстрого электрона, проходящее через единицу поверхности в направлении ψ , получается интегрированием по всем β' от β_0 начального до $\beta=0$, т. е. во все время торможения.

Исходя из формулы (1-18), можно написать выражение для количества энергии, проходящего через единицу поверхности сферы радиуса r за время dt' :

$$dW = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \psi}{(1 - \beta' \cos \psi)^5} dt', \quad (1-19)$$

где t' — момент прибытия излучения в точку наблюдения, отличающийся от момента t испускания его электроном на время, необходимое для распространения электромагнитной волны из точки O до рассматриваемой точки M на поверхности сферы радиуса r , т. е.

$$t' - t = \frac{r}{c}.$$

Поэтому, если электрон перемещается со скоростью v за время dt из точки A в точку B , то $\overline{AB} = vdt$ (рис. 1-16). Электромагнитные возмущения, излучаемые электроном в положениях A

и B , достигают точки M на сфере радиуса r один за другим через промежуток времени dt' . Следовательно,

$$dt - dt' = \frac{AB \cos \psi}{c} = \frac{v dt \cos \psi}{c},$$

так как за время dt электрон приблизился к точке M на расстояние $AB \cos \psi$; отсюда

$$dt' = dt - \frac{v}{c} \cos \psi dt = dt (1 - \beta \cos \psi). \quad (1-20)$$

Подставляя в (1-19) dt' из (1-20) и замечая, что при $a = \text{const}$

$$a = \frac{dv'}{dt}; \quad dt = \frac{dv'}{a} = \frac{d\left(\frac{v'}{c}\right)}{\frac{a}{c}} = \frac{c}{a} d\beta',$$

имеем

$$W = \int_{\beta}^0 \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3 r^2} \cdot \frac{c}{a} \sin^2 \psi \frac{d\beta'}{(1 - \beta' \cos \psi)^5} = \frac{e^2 a}{4\pi c^2 r^2} \cdot \frac{\sin^2 \psi}{\cos \psi} \int_{\beta}^0 \frac{d(1 - \beta' \cos \psi)}{(1 - \beta' \cos \psi)^5}.$$

Полагая $1 - \beta' \cos \psi = x$, получаем

$$\begin{aligned} \int_{\beta}^0 \frac{d(1 - \beta' \cos \psi)}{(1 - \beta' \cos \psi)^5} &= \int_{(1 - \beta \cos \psi)}^1 \frac{dx}{x^5} = \left| -\frac{1}{4x^4} \right|_{(1 - \beta \cos \psi)}^1 = \\ &= -\frac{1}{4} + \frac{1}{4(1 - \beta \cos \psi)^4} = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \psi)^4} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$W = \frac{e^2 a}{16\pi c^2 r^2} \frac{\sin^2 \psi}{\cos \psi} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \psi)^4} - 1 \right]. \quad (1-21)$$

Для малых значений β эта формула упрощается.

Разлагая выражение (1-21) по степеням β и пренебрегая высшими степенями β ($\beta \ll 1$), имеем

$$W = \frac{e^2 a^3}{4\pi c^3 r^2} \sin^2 \psi, \quad (1-22)$$

так как $(1 - \beta \cos \psi)^{-4} \approx 1 + 4\beta \cos \psi$.

Кривые распределения интенсивности по углам ψ , вычисленные по формуле (1-21) для различных скоростей электронов ($\beta = \frac{1}{10}, \frac{1}{5}, \frac{1}{3}$), нанесены в полярных координатах на рис. 1-17. Пространственное распределение интенсивности получится при вращении этих кривых вокруг оси, совпадающей с направлением ускорения электрона.

Из этого рисунка и формулы (1—21) видно, что с увеличением скорости электронов (β) максимум интенсивности смещается в сторону малых азимутов (углов ψ), причем в направлении ускорения торможения ($\psi=0$) и прямо противоположном ($\psi=180^\circ$) излучение равно нулю. Это непосредственно следует также и из рассмотрения рис. 1-14 (отсутствие излома в силовых линиях, совпадающих с направлением a).

Смещение максимума интенсивности в сторону малых азимутов, установленное теоретически, достаточно хорошо подтверждается опытом, за исключением вывода, что при $\psi=0$ интенсивность излучения равна нулю. На экспериментальных кривых

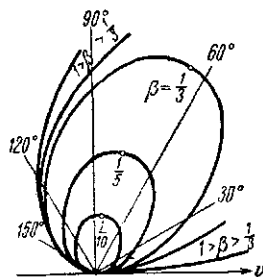


Рис. 1-17. Распределение интенсивности рентгеновских лучей по углам для различных значений $\beta = \frac{v}{c}$.

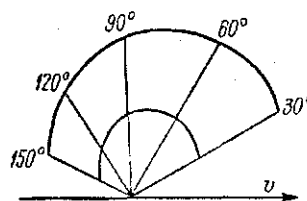


Рис. 1-18. Экспериментальные кривые распределения интенсивности излучения толстого анода по углам.

(рис. 1-18) изменение интенсивности по углам выражено менее резко главным образом потому, что электроны тормозятся в теле анода после многократных отклонений от первоначального направления при взаимодействии с атомами вещества анода, и поэтому распределение получается более равномерным.

Для получения условий опыта, приближающихся к теоретическому предположению прямолинейного торможения электронов, необходимо взять анод настолько тонким, чтобы в нем рассеивание электронов было незначительным (электроны, проникающие глубоко, проходят насквозь и не участвуют в излучении). Такие опыты делались многими исследователями.

На рис. 1-19, а приведены результаты измерений пространственного распределения интенсивности излучения алюминиевого анода толщиной 0,6 микрона, для которого рассеивание электронов невелико (рис. 1-19, б).

Следует отметить, что при очень больших энергиях тормозящихся электронов ($\beta \rightarrow 1$) максимум интенсивности настолько сильно смещается в сторону малых углов, что практически все излучение сосредоточено внутри узкого конуса, ось которого

совпадает с направлением движения электронов (рис. 1-31). На рис. 1-20 приведена зависимость угла максимума интенсивности ψ_{\max} от скорости электронов в начале торможения.

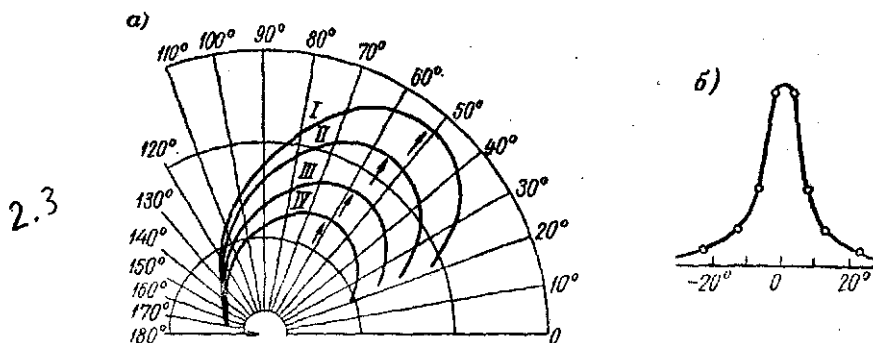


Рис. 1-19. а — азимутальное распределение интенсивности излучения тонкого анода при различных напряжениях:
I—37,8 кВ; II—31,0 кВ; III—24,0 кВ; IV—16,4 кВ;
б — кривая рассеяния электронов в тонком аноде.

Кроме различия в интенсивности, согласно импульсной теории, должна существовать разница в жесткости рентгеновских лучей для различных углов, причем она увеличивается при уменьшении этого угла. Это следствие теории также подтверждается на опыте.

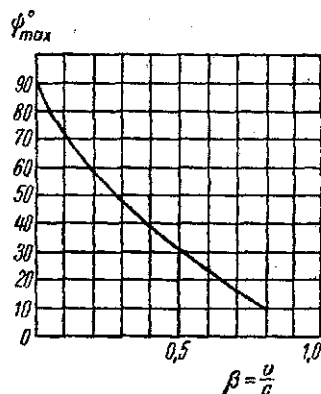


Рис. 1-20. Зависимость угла максимума интенсивности тормозного излучения ψ_{\max} от скорости электронов.

Все изложенное показывает, как успешно объясняет классическая теория многие вопросы излучения спектра торможения. Однако не подлежит сомнению, что она должна быть дополнена квантовой теорией. Особенно резко выступает недостаточность классической теории при рассмотрении распределения энергии в спектре тормозного рентгеновского излучения.

1-12. Распределение энергии в спектре тормозного излучения

С точки зрения импульсной теории тормозное рентгеновское излучение состоит из многочисленных следующих друг за другом и независимых электромагнитных импульсов, излучаемых тормозящимися в веществе анода электронами. Каждый импульс представляет собой неперiodическое единичное и сложное явление, и поэтому трудно говорить о длине

волны или о спектре излучения. Однако из математики известно, что непериодическое единичное явление может быть представлено как результат сложения ряда чисто периодических процессов. Математически переход от импульса к спектру производится разложением сложной функции в ряд Фурье; физически вместо ширины импульса получаем спектр, состоящий из непрерывной последовательности волн, которые обладают различными периодами колебаний определенной интенсивности. Следовательно, спектр тормозного излучения должен быть сплошным, непрерывным, подобно спектру белого света.

Разложение в ряд Фурье электромагнитного импульса, характер которого неизвестен, не представляется возможным без целого ряда допущений. Однако, не производя самого разложения, можно сказать а priori, что результат разложения должен дать спектр, простирающийся неограниченно от длины волны $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$ или, что то же, от частоты $\nu=\infty$ до $\nu=0$.

Экспериментальное изучение распределения интенсивности в спектре тормозного излучения показывает, что этот спектр действительно непрерывный, но он имеет резкую границу со стороны малых длин волн. Наименьшая длина волны λ_0 в этом спектре зависит от ускоряющего напряжения и определяется простым и точным соотношением, открытым опытным путем Дюэном и Хэнтом,

$$\lambda_0 U = \text{const},$$

где λ_0 — минимальная длина волны и U — напряжение, ускоряющее электроны.

Существование в непрерывном спектре резкой границы со стороны коротких длин волн, являющееся главным его свойством, с точки зрения классической (импульсной) теории остается совершенно необъяснимым, но легко объясняется квантовой теорией.

Из этого, в частности, вытекает высказанное в конце предыдущего параграфа утверждение о недостаточности классических представлений для объяснения процесса возбуждения тормозного рентгеновского излучения.

1-13. Квантовая теория возбуждения тормозного излучения

Эта теория основывается на предположении, что лучистая энергия излучается и поглощается не непрерывным потоком, а отдельными порциями определенной величины так называемыми квантами лучистой энергии. При этом кванты лучистой энергии ϵ не являются величинами постоянными, такими, например, как заряд электрона, а имеют величину, пропорциональную частоте действующих лучей:

$$\epsilon = h\nu,$$

где коэффициент пропорциональности $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек является универсальной постоянной величиной, называемой постоянной Планка.

Эта теория принимает, что вообще всякий обмен энергии в атомах и молекулах происходит квантами, т. е. отдельными порциями. Квантовая теория дает исчерпывающее объяснение фотоэффекта. Она дает также очень хорошее объяснение возникновения резкой границы в непрерывном спектре тормозного рентгеновского излучения.

Если электрон с зарядом e пролетел от катода до анода разность потенциалов U , то энергия его к моменту торможения в аноде будет

$$W_K = eU.$$

При торможении электрона его кинетическая энергия превращается в теплоту и лучистую энергию. Если вся кинетическая энергия электрона полностью преобразуется в один квант энергии рентгеновского излучения, то в этом случае возникает максимальный квант энергии $h\nu_{\max}$, т. е. излучение будет иметь максимальную частоту или, что то же, минимальную длину волны λ_{\min} . Очевидно, должно существовать равенство

$$eU = h\nu_{\max} = h \frac{c}{\lambda_{\min}}, \quad (1-23)$$

откуда

$$\nu_{\max} = \frac{eU}{h}; \quad (1-24)$$

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eU}, \quad (1-25)$$

где λ_{\min} выражено в см;

U — в абс. электромагнитных единицах;

$c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек — скорость света;

$e = 1,602 \cdot 10^{-20}$ абс. электромагнитных единиц — заряд электрона;

$h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

Подставляя в эти уравнения числовые значения для c , e и h и выражая U в киловольтах ($1 \text{ кВ} = 1000 \text{ в} = 10^{11}$ абс. электромагнитных единиц), получим

$$\nu_{\max} = \frac{1,602 \cdot 10^{-20}}{6,62 \cdot 10^{-27}} U_{\text{кВ}} \cdot 10^{11} = 0,243 \cdot 10^{18} U_{\text{кВ}} [\text{сек}^{-1}]; \quad (1-26)$$

$$\lambda_{\min} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,602 \cdot 10^{-20} \cdot 10^{11} \cdot U_{\text{кВ}}} = \frac{12,35 \cdot 10^{-8}}{U_{\text{кВ}}} [\text{см}]. \quad (1-27)$$

Для измерения очень малых длин волн предложена единица длины, равная 10^{-8} см, которая называется «онгстремом» и обозначается символом Å.

Вводя эту единицу, получаем

$$\lambda_{\min} = \frac{12,35}{U_{\kappa 0}} \text{ Å}. \quad (1-28)$$

Из этих выражений следует, что максимальная частота и минимальная длина волны тормозного излучения зависят только от максимального значения напряжения, ускоряющего электроны.

1-14. Сплошной спектр тормозного излучения

Казалось бы, что если заставить пучок электронов, обладающих одинаковыми скоростями, тормозиться на аноде, то мы должны получить монохроматическое излучение с длиной волны, определяемой уравнением (1-28). Однако опыт показывает, что при торможении электронов, летящих с одинаковыми скоростями, возникают рентгеновские лучи со всевозможными длинами волн, равными или превышающими λ_{\min} , т. е. тормозное излучение представляет собой смесь лучей различных длин волн $\lambda \geq \lambda_{\min}$. Это объясняется следующим образом.

Торможение электронов может происходить разнообразными способами: одни из них тормозятся на самой поверхности и излучают всю свою энергию, другие проникают в глубь вещества анода, постепенно теряя свою скорость при столкновениях (при взаимодействии) с атомами, и излучают, обладая уже меньшей энергией. Уравнение (1-23) написано для случая, когда вся кинетическая энергия тормозящегося электрона целиком в один прием превращается в один квант лучистой энергии. Такие кванты $h\nu_{\max}$ будут наибольшими возможными при данной энергии электронов, и, следовательно, частота лучей будет наибольшей ν_{\max} и длина волны наименьшей λ_{\min} .

Когда электрон тормозится в глубине тела анода (и уже потерял часть своей энергии), то возникающий квант энергии будет меньше и равен сохранившейся у электрона к моменту окончательного торможения кинетической энергии, и, следовательно, частота ν возникающих лучей будет меньше ($\nu < \nu_{\max}$). Так как потеря энергии у различных электронов при взаимодействии с атомами вещества анода разная, то и возникающие лучи будут обладать различными частотами, равными или меньшими ν_{\max} , или, что то же, всевозможными длинами волн, равными или большими λ_{\min} , т. е. тормозное излучение должно разлагаться в непрерывный спектр, имеющий резкую границу со стороны коротких длин волн (рис. 1-21).

Экспериментально состав тормозного излучения изучался многими исследователями. На рис. 1-21 приведены неисправленные (см. § 1-24) кривые распределения интенсивности в спектре излучения рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом при одной и той же силе тока и постоянных (непульсирующих) напряжениях U , равных от 20 до 50 кв. Кривые представляют собой зависимость плотности интенсивности J_λ от длины волны λ [$J_\lambda = f(\lambda)$] и построены следующим образом.

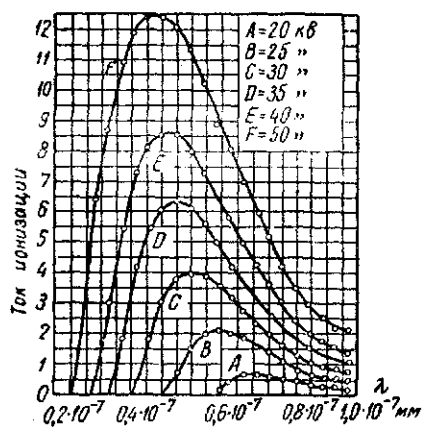


Рис. 1-21. Зависимость плотности интенсивности излучения от длины волны в непрерывном спектре (неисправленные кривые).

При помощи спектрометра Брэгга (§ 1-4) выделяется из общего излучения узкий интервал длин волн $\Delta\lambda$, заключенный между λ и $(\lambda + \Delta\lambda)$, измеряется их относительная интенсивность ΔI (ток ионизации) и на оси абсцисс откладывается длина волны λ , а по оси ординат — отношение $J_\lambda = \frac{\Delta I}{\Delta\lambda}$ — плотность интенсивности.

Кривые начинаются со стороны коротких волн с минимальной длиной λ_{\min} , круто поднимаются до максимума, который наступает при некоторой длине волны λ_m , и затем медленно спадают, не достигая оси абсцисс. Следовательно, излучение трубки

состоит из определенной для данного напряжения смеси лучей различных длин волн. С увеличением напряжения на трубке минимальная длина волны и максимум кривой распределения смещаются в сторону коротких длин волн.

1-15. Развитие квантовой теории

Опытная проверка этого закона (1-28) производилась различными исследователями для напряжений от 2,5 до 300 кв, для различных анодов и при различных углах наблюдения. Эти работы подтвердили закон $\lambda_{\min} = \frac{12,35}{U_{\text{кв}}}$ и выводы квантовой теории. Объяснение резкой границы непрерывного спектра лучей торможения чисто квантовым уравнением $eU = h\nu$ и полное совпадение этой зависимости с экспериментальными данными позволяют утверждать, что процесс тормозного излучения имеет квантовую природу. Следует, однако, отметить, что, несмотря на

кардинальную разницу основных положений обеих теорий — классической и квантовой, та и другая дают хорошее объяснение разных сторон одного и того же явления тормозного излучения и оставляют необъясненными другие его стороны.

Так, с точки зрения квантовой теории непрерывный спектр тормозного излучения составляется из излучений множества тормозящихся электронов, каждый из которых излучает один квант рентгеновского излучения $h\nu$ строго определенной величины, отвечающей сохранившейся у него к моменту окончательного торможения энергии. По классической же теории электромагнитный импульс каждого заторможенного электрона представляет собой сложное явление, которое после разложения (в ряд Фурье) дает непрерывный спектр; увеличение числа электронов не изменяет закона распределения, а лишь увеличивает интенсивность всех компонентов непрерывного спектра.

Квантовая теория хорошо объясняет появление границы непрерывного спектра, но, с другой стороны, оставляет необъясненными поляризацию рентгеновского излучения и увеличение интенсивности и жесткости излучения с уменьшением азимута, непосредственно вытекающие из основных положений классической теории.

Поэтому до сего времени приходится пользоваться обеими теориями для объяснения разных сторон одного и того же явления излучения непрерывного спектра. Причина этого в том, что исследование процесса возникновения непрерывного спектра с точки зрения квантовой теории до сего времени еще не закончено.

В одном из первых исследований, посвященных объяснению и расчету спектрального распределения интенсивности тормозного излучения с помощью квантовой теории, Вентцель дает следующую картину процесса излучения: расширяя квантовые постулаты Бора, он принимает, что, кроме замкнутых круговых или эллиптических стационарных (неизлучающих) возможных орбит, называемых периодическими, должны существовать также незамкнутые орбиты (параболы или гиперболы), по которым может двигаться электрон также без излучения, — так называемые аperiodические стационарные орбиты. Процесс торможения электронов и возникновения рентгеновских лучей по этой теории происходит следующим образом.

Электрон со скоростью v_1 и соответствующей энергией ϵ_1 прилетает к атому, находясь на аperiodической стационарной орбите с энергией ϵ_1 , и, тормозясь на нем, переходит на другую аperiodическую стационарную орбиту, обладающую энергией ϵ_2 . При этом принимается, что при таком переходе от одной аperiodической квантовой орбиты на другую потерянная электроном энергия $\epsilon_1 - \epsilon_2$ излучается в виде одного кванта:

$$\epsilon_1 - \epsilon_2 = h\nu,$$

т. е. принимается, что третий постулат Бора справедлив не только относительно замкнутых орбит атома, но и аperiодических незамкнутых орбит.

Поэтому определенному процессу торможения (определенному переходу $\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2$) соответствует определенная частота излучения. Так как число замкнутых орбит внутри атома невелико, то разнообразие переходов электронов с одной замкнутой орбиты на другую ограничено; поэтому число различных квантов, излучаемых атомами при этих переходах, будет также ограничено, т. е. спектр получается с небольшим числом резких спектральных линий вполне определенной длины волны. Это имеет место при характеристическом излучении.

Число же аperiодических (незамкнутых) стационарных возможных путей не ограничено, поэтому и переходы электронов могут происходить с любой разностью энергий и, следовательно, будут излучаться кванты различной величины, т. е. спектр будет непрерывным.

Применяя принцип соответствия и основываясь на приведенной выше картине, Вентцель теоретически получил следующую формулу, дающую зависимость между плотностью интенсивности J_ν лучей торможения и соответствующей частотой:

$$J_\nu = CZ\nu^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{\nu_0 - \nu}} - \frac{1}{\sqrt{\nu_0}} \right)^{-\frac{2}{3}} (1 + Q + \dots), \quad (1-29)$$

где J_ν — плотность интенсивности излучения частоты ν ;

Z — атомный номер металла анода;

ν — рассматриваемая частота;

ν_0 — граничная частота спектра, прямо пропорциональная напряжению U ;

$$C = \frac{16}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\pi^2 e^6}{mhc^3} = \text{const};$$

$$Q = 0,218Z \sqrt{R} \left(\frac{1}{\sqrt{\nu_0 - \nu}} - \frac{1}{\sqrt{\nu_0}} \right)^{-\frac{2}{3}};$$

$$R \text{ (постоянная Ридберга)} = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3} = 109\,737 \text{ см}^{-1}.$$

Распределение интенсивности в непрерывном спектре, вычисленное по этой формуле, очень хорошо согласуется с экспериментально найденным, что подтверждает близость к истине описанного выше механизма возбуждения непрерывного спектра (см. рис. 1-38 и 1-39).

В работе Крамерса, посвященной этому же вопросу, найдена другая, более простая, но менее точная формула, дающая зависимость J_ν от ν :

$$J_\nu = n \frac{8\pi}{3\sqrt{3}b} \cdot \frac{e^2 h}{c^2 m} Z (\nu_0 - \nu), \quad (1-30)$$

где b — число, приблизительно равное 6;

n — число электронов, падающих в 1 сек на поверхность анода.

После подстановки числовых значений для e , h , c и m формула (1-30) принимает простой вид:

$$J_\nu = n 4,95 \cdot 10^{-50} Z (\nu_0 - \nu), \quad (1-31)$$

ее числовой коэффициент $4,95 \cdot 10^{-50}$ хорошо совпадает со значением, полученным экспериментальным путем (см. § 1-24).

Теоретическое исследование тормозного излучения, как указывалось выше, до настоящего времени еще не закончено. Поэтому для количественной оценки приходится пользоваться экспериментальными данными.

Для оценки тормозного излучения необходимо выяснить: 1) границу спектра, 2) зависимость интенсивности излучения от различных факторов, 3) распределение плотности интенсивности в спектре, 4) к. п. д. трубки и 5) пространственное распределение интенсивности.

1-16. Граница непрерывного спектра

Наиболее важным свойством непрерывного спектра является то, что он имеет резкую границу со стороны малых длин волн. Зависимость положения границы спектра от скорости электронов, выраженной в киловольтах, подробно исследована экспериментально и установлен закон: произведение напряжения U на граничную длину волны спектра λ_{\min} есть величина постоянная:

$$U \lambda_{\min} = \text{const} = 12,35.$$

Из этой формулы следует, что в непрерывном спектре излучения трубки, работающей при заданном напряжении U , отсутствуют лучи с длиной волны меньше λ_{\min} . Следовательно, для возникновения лучей заданной длины волны λ необходимо некоторое минимальное напряжение U_{\min} . Если $U < U_{\min}$, то лучи данной длины волны λ_{\min} не могут возникнуть. При $U = U_{\min}$ они начинают появляться, и когда $U > U_{\min}$, то интенсивность лучей этой длины волны быстро возрастает. Эти соображения были положены в основу экспериментального исследования

зависимости интенсивности лучей данной длины волны λ_0 от возбуждающего напряжения U .

Кривые, выражающие эту зависимость, называемые *изохроматами*, изображены на рис. 1-22 для шести различных длин волн. По оси абсцисс отложены напряжения в киловольтах и по оси ординат — относительная интенсивность лучей, измеряемая током ионизации газа. Все изохроматы круто спускаются к оси абсцисс при уменьшении возбуждающего напряжения и при $U = U_{\min}$ пересекают ее. Произведение полученного U_{\min} на соответствующую длину волны во всех случаях

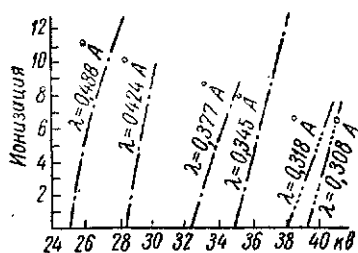


Рис. 1-22. Зависимость интенсивности лучей данной длины волны от возбуждающего напряжения (изохроматы).

величину постоянной Планка h . В самом деле, из формулы (1-23) имеем

$$h = \frac{\lambda_{\min} e U}{c}.$$

Надо отметить, что этот способ определения постоянной Планка h является одним из наиболее точных и поэтому имеет большое значение в физике.

1-17. Зависимость интенсивности тормозного рентгеновского излучения от напряжения

С увеличением напряжения, приложенного к трубке, как показывают теория и опыт, растет интенсивность лучей каждой длины волны λ в непрерывном спектре и полное излучение трубки. При этом смещается в сторону коротких волн не только длина граничной волны λ_{\min} , но и длина волны максимума кривой спектрального распределения интенсивности λ_m .

Количественная характеристика этих изменений может быть получена из кривых рис. 1-21. При построении этих кривых на оси абсцисс откладывались длины волн лучей, входящих в состав полного излучения трубки, начиная от минимальной λ_{\min}

до $\lambda=0,975 \text{ \AA}$, а по оси ординат — соответствующие им относительные интенсивности. Поэтому интенсивность всего излучения трубки в пределах от λ_{\min} до $\lambda=0,975 \text{ \AA}$

$$I = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda} J_{\lambda} d\lambda$$

выразится в некотором масштабе площадью, ограниченной кривой и осью абсцисс. Измеряя эти площади кривых спектрального распределения интенсивности для разных напряжений, получим следующую таблицу:

| | | | | | | |
|-----------------|------|------|------|------|-------|-------|
| $U, \text{ кВ}$ | 20 | 25 | 30 | 35 | 40 | 50 |
| U^2 | 400 | 625 | 900 | 1225 | 1600 | 2500 |
| S (площадь) | 0,46 | 1,85 | 3,96 | 6,78 | 10,06 | 16,34 |

Откладывая на оси абсцисс (рис. 1-23) квадраты напряжений, а по оси ординат — интенсивность полного излучения, пропорциональную площади, получим прямую линию, откуда следует, что интенсивность полного излучения пропорциональна квадрату напряжения, т. е.

$$I = k_1 U^2. \quad (1-32)$$

Эта зависимость подтверждена также непосредственным измерением общего излучения трубки в зависимости от напряжения. Такие измерения были произведены ионизационным, фотографическим, тепловым (рис. 1-24), и другими методами.

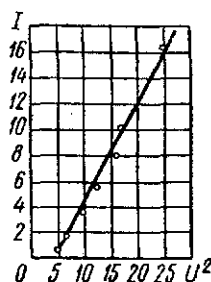


Рис. 1-23. Зависимость интенсивности тормозного излучения от напряжения.

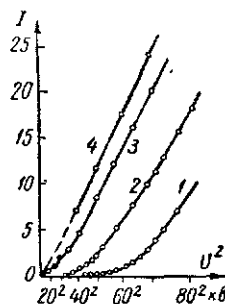


Рис. 1-24. Зависимость интенсивности тормозного излучения от напряжения.

1 — фильтр из алюминия толщиной 6 мм; 2 — фильтр из алюминия толщиной 3 мм; 3 — алюминиевый фильтр толщиной 0,1 мм; 4 — без фильтра.

1-18. Влияние формы кривой напряжения

Если трубка работает при постоянной силе тока и постоянном, не меняющемся во времени напряжении U_a , то кривая распределения плотности интенсивности в спектре излучения в каждый момент времени отвечает кривой U_a на рис. 1-25. Если же трубка будет работать при постоянной силе тока той же величины, что в первом случае, но при синусоидальном пульсирующем напряжении, амплитуда которого равна U_a , то распределение интенсивности в спектре излучения, отвечающее кривой U_a , будет только в один момент времени, когда

меняющееся напряжение достигнет своего максимума ($U_{\max} = U_a$). Во все другие моменты напряжение будет ниже, и, следовательно, кривые распределения интенсивности излучения будут иные (кривые U_b , U_c , U_d), имеющие большую минимальную длину волны и меньшую интенсивность полного излучения. Поэтому в случае пульсирующего напряжения кривая распределения интенсивности в спектре излучения будет меняться во времени и эффективный спектр будет отвечать кривой U_s .

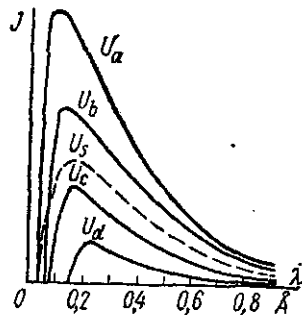


Рис. 1-25. Распределение интенсивности в непрерывном спектре в зависимости от величины и формы кривой напряжения. U_a — 300 кВ; U_b — 275 кВ; U_c — 150 кВ; U_d — 75 кВ; U_s — 300 кВ.

Минимальная длина волны будет такая же, как и в случае постоянного напряжения $U_a = U_{\max}$, но максимум интенсивности будет сдвинут в сторону больших длин волн, и интенсивность всего спектра излучения (площадь, ограниченная пунктирной кривой U_s) станет меньше. Стало быть, постоянное напряжение как в отношении качества (жесткости), так и в отношении количества (интенсивности) возникающего излучения выгоднее, чем пульсирующее напряжение, амплитуда которого $U_{\max} = U_a$.

Для оценки влияния формы кривой напряжения определим полное излучение трубки при постоянном и пульсирующем напряжениях, предполагая, что в обоих случаях сила тока, протекающего через трубку, остается одинаковой по величине и неизменной во времени. Интенсивность полного излучения при постоянном напряжении выразится формулой

$$I_a = kU_a^2,$$

а при пульсирующем напряжении

$$I_t = \frac{1}{T} \int_0^T kU_t^2 dt = kU_{\text{эфф}}^2.$$

При синусоидальном пульсирующем напряжении

$$U_{\text{эфф}} = \frac{U_{\max}}{\sqrt{2}} = 0,707U_{\max}.$$

Следовательно,

$$I_t = 0,5kU_{\max}^2, \quad (1-33)$$

т. е. интенсивность полного излучения при постоянном напряжении вдвое больше, чем при синусоидальном:

$$\frac{I_t}{I_a} = 0,5. \quad (1-34)$$

В действительности сила тока, протекающего через трубку, при пульсирующем напряжении изменяется во времени в большей или меньшей степени в зависимости от характеристики трубки. Очевидно, в этом случае большим мгновенным значениям напряжения будут отвечать большие токи, поэтому нетрудно сообразить, что отношение (1-34) будет больше, чем 0,5.

1-19. Зависимость интенсивности тормозного излучения от тока, протекающего через трубку

При увеличении тока, протекающего через трубку, увеличивается число электронов, тормозящихся на аноде, следовательно, увеличивается излучение трубки.

Кривые распределения плотности интенсивности в спектре излучения при различных силах тока, протекающего через трубку, и при неизменном материале анода Z и напряжении на трубке U даны на рис. 1-26. Из кривых видно, что с увеличением тока увеличивается интенсивность каждой длины волны спектра во столько раз, во сколько раз возрос ток. Форма кривой распределения интенсивности остается неизменной, граничная длина волны λ_{\min} и длина волны, отвечающая максимуму интенсивности, сохраняют свое значение.

Интенсивность полного излучения трубки оказывается пропорциональной силе тока:

$$I = k_2 i. \quad (1-35)$$

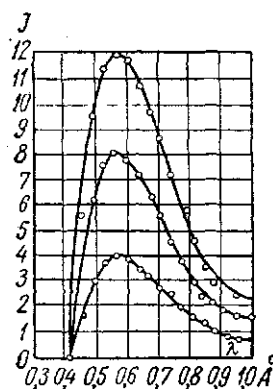


Рис. 1-26. Спектральные кривые при различных токах трубки.

1-20. Зависимость интенсивности тормозного излучения от рода вещества анода трубки

Влияние рода вещества анода на интенсивность тормозного излучения было исследовано Кейем в 1908 г. Оказалось, что интенсивность излучения трубки при одних и тех же напряжении U и токе трубки i прямо пропорциональна атомному весу A элемента вещества анода. Дальнейшие исследования показали, что полное излучение пропорционально атомному номеру Z , а не атомному весу A . Это было установлено при измерениях полного излучения трубок с анодами из меди ($Z=29$, $A=63,57$), никеля ($Z=28$, $A=58,69$), кобальта ($Z=27$, $A=58,94$) и железа ($Z=26$, $A=55,84$), для которых изменение атомного номера не совпадает с изменением атомного веса (рис. 1-27). При этом оказалась

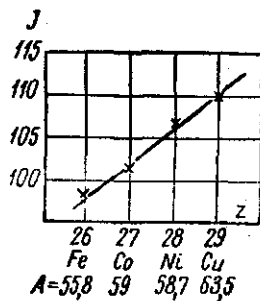


Рис. 1-27. Зависимость излучения от атомного номера Z вещества анода.

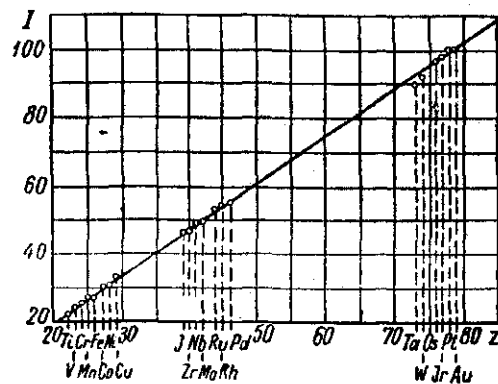


Рис. 1-28. Зависимость излучения трубки от атомного номера элемента вещества анода.

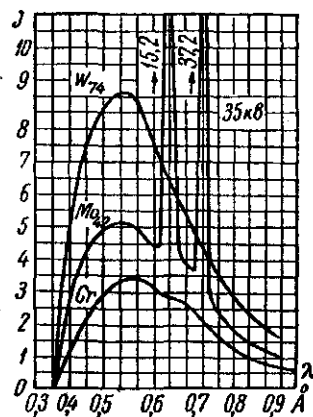


Рис. 1-29. Зависимость распределения плотности интенсивности излучения трубки от длины волны для различных анодов.

прямая пропорциональность между интенсивностью излучения и атомным номером.

На рис. 1-28 приведена зависимость полного излучения от атомного номера для 20 различных металлов, исследованных Кейем.

Сравнение кривых распределения плотности интенсивности в спектре излучения трубок с хромовым, молибденовым и вольфрамовым анодами при постоянном напряжении $U=43$ кВ и токе $i=6,5$ мА (рис. 1-29) показывает, что эти кривые по форме одинаковы, минимальная длина волны лучей для всех анодов одинакова и интенсивность полного излучения и интенсивность одной и той же длины волны пропорциональны атомным номерам материала анодов, то есть интенсивность полного излучения при постоянных U и i пропорциональна атомному номеру Z :

$$I = k_z Z \quad (1-36)$$

(о пиках на кривой $M\alpha$ будет пояснено в § 1-26).

Поэтому наилучшими материалами для анодов трубок являются материалы с большим атомным номером Z , на что указывал Рентген в своих первых работах. В ионных трубках применялись платина ($Z=78$) и вольфрам ($Z=74$). В современных трубках обычно применяется вольфрам, обладающий очень ценными свойствами: распыляется он меньше, чем платина, атомный номер его немного меньше, но температура плавления и теплопроводность значительно выше.

1-21. Коэффициент полезного действия рентгеновской трубки

Под к. п. д. рентгеновской трубки понимают отношение мощности излучения трубки к мощности, подведенной к ней. Из предыдущего следует, что мощность (интенсивность) излучения трубки пропорциональна квадрату напряжения U^2 , току i и атомному номеру вещества анода Z :

$$I = kU^2 Zi. \quad (1-37)$$

Подведенная мощность к трубке

$$P = Ui.$$

Следовательно, к. п. д.

$$\eta = \frac{I}{P} = \frac{kU^2 Zi}{Ui} = kUZ, \quad (1-38)$$

где k имеет значение порядка 10^{-6} (см. приложение 10).

К. п. д. тем больше, чем больше атомный номер материала анода, чем выше максимальное значение напряжения, приложенного к трубке, и чем ближе форма кривой напряжения к постоянному напряжению. Очевидно, что при прочих равных условиях к. п. д. трубки будет наибольшим при постоянном (непульсирующем) напряжении.

При пульсирующем напряжении к. п. д. снижается. Полагая $i = \text{const}$, имеем

$$\eta = \frac{k i Z \frac{1}{T} \int_0^T U_i^2 dt}{i \frac{1}{T} \int_0^T U_i dt} = k Z \frac{U_{\text{эфф}}^2}{U_m}, \quad (1-39)$$

где U_m — среднее значение напряжения трубки, или, так как при синусоидальном пульсирующем напряжении

$$U_{\text{эфф}} = \frac{U_{\text{max}}}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad U_m = \frac{2U_{\text{max}}}{\pi} = 0,637 U_{\text{max}},$$

то

$$\eta = \frac{1}{2 \cdot 0,637} k Z U_{\text{max}} = 0,785 k Z U_{\text{max}}, \quad (1-40)$$

т. е. при синусоидальном напряжении, амплитуда которого U_{max} равна постоянному напряжению U_a ($U_{\text{max}} = U_a$), к. п. д. составляет всего 0,785 от к. п. д. при постоянном напряжении.

Экспериментальное определение коэффициента полезного действия рентгеновской трубки производилось многими исследователями различными методами — ионизационным и тепловыми (термостолбик, болометр, калориметр; см. § 6-4—6-9 и приложение 10).

Несмотря на большие трудности экспериментального определения к. п. д. трубки, результаты этих измерений довольно хорошо согласуются между собой. Так, числовые значения коэффициента k в формуле для к. п. д. (1-38)

$$\eta = k U Z, \quad (1-41)$$

полученные различными исследователями, при напряжениях от 7 до 150 кВ, находятся в пределах от $0,44 \cdot 10^{-6}$ до $0,92 \cdot 10^{-6}$, за исключением одного исследования, в котором k оказалось равным $1,4 \cdot 10^{-6}$. Но так как в этом последнем исследовании были введены многочисленные поправки на поглощение в веществе анода, в стеклянных стенках оболочки трубки, в воздухе и т. д., а также поправки в определении энергии пучка электронов (до 20%), то будет более осторожным принять при ориентировочных расчетах наиболее вероятное значение $k = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ при напряжениях до 200 кВ.

При более высоких напряжениях значение k будет меньше. Сопоставление значений к. п. д., полученных прямыми измерениями для электронной трубки с вольфрамовым зеркалом анода ($Z=74$) при напряжениях 48, 64 и 96 кВ Резерфордом в 1915 г., для электронной трубки с золотым анодом ($Z=79$) при напряжениях 0,9, 1,63 и 2,35 мегавольт (Мв), полученных от электростатического генератора (см. § 4-17) в 1943 г., а также для

бетатрона на 20 Мэв с вольфрамовой мишенью (см. § 3-5) приведено в табл. 1-4.

На рис. 1-30 дана кривая зависимости к. п. д. η от энергии электронов для излучения свинцового анода, заимствованная из книги [Л. 48].

Чрезвычайно малые значения к. п. д. возбуждения рентгеновских лучей торможения при относительно низких напряжениях объясняются тем, что большая часть (около 99%) электронов, ударяющихся об анод, в процессе торможения постепенно растрчивает свою энергию при многочисленных

Таблица 1-4
Зависимость к. п. д. от напряжения

| Напряжение | Материал мишени | К. п. д. η % |
|------------|-----------------|-------------------|
| 48 кВ | 74W | 0,118 |
| 64 » | 74W | 0,198 |
| 96 » | 74W | 0,274 |
| 0,9 Мэв | 79Au | 3,0 |
| 1,63 » | 79Au | 5,8 |
| 2,35 » | 79Au | 10,4 |
| 20 » | 74W | 65 |

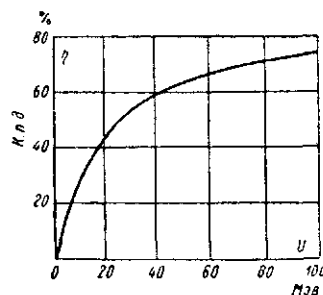


Рис. 1-30. Коэффициент полезного действия η при возбуждении очень жестких рентгеновских лучей.

столкновениях с атомами вещества анода на их ионизацию и повышает его температуру. Очень малая часть электронов тормозится практически мгновенно, т. е. после относительно небольшого числа столкновений с атомами вещества анода, и только при этом возникают рентгеновские лучи.

С увеличением энергии электронов вероятность торможений, сопровождающихся излучением, сильно возрастает.

1-22. Пространственное распределение интенсивности рентгеновского тормозного излучения

Как было показано в § 1-11, рентгеновское тормозное излучение обладает пространственной асимметрией и испускается при высоких напряжениях главным образом вперед, в направлении падающих электронов. Однако при торможении электронов в толстом аноде указанное преимущественное направление выхода лучей искажается благодаря отклонениям направления их движения во время торможения. При средних энергиях электронов (ниже 500 кВ) эти отклонения сказываются настолько сильно, что пространственное распределение излучения нормальных рентгеновских трубок оказывается близким к сферически

симметричному. С ростом энергии электронов, т. е. с увеличением напряжения на трубке, уменьшается средний угол отклонений электронов и наблюдается все более резко выраженная напряженность излучения.

Зависимость пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения от напряжения показана на рис. 1-31, из которой видно, что уже при 2 Мв направленность излучения вперед ясно выражена и при отклонении от прямого направления на 30° интенсивность излучения уменьшается почти вдвое.

На рис. 1-32 показано угловое распределение рентгеновского излучения, возникающего в вольфрамовой мишени бетатрона¹ при энергиях тормозящихся электронов 20, 50 и 100 мегаэлектронвольт (Мэв). Как видно из рис. 1-32, интенсивность излучения уменьшается вдвое при отклонении от оси пучка соответственно на 5, 2 и 1°.

Поэтому в рентгеновских трубках, рассчитанных на работу при напряжениях выше 1 Мв, и бетатронах используется излучение, направленное вперед и проходящее сквозь относительно тонкий анод, что допустимо, так как ослабление очень жесткого излучения веществом анода относительно невелико.

При напряжениях ниже 500 кВ рентгеновские трубки делаются в большинстве случаев обычной конструкции с массивным анодом, срезанным под некоторым (20—45°) углом, и используется излучение, направленное перпендикулярно к направлению движения пучка электронов (см. рис. 2-13).

Исследования показывают, однако, что в обычных рентгеновских трубках, работающих при напряжениях ниже 500 кВ, пространственное распределение излучения оказывается также неравномерным.

Этот факт находит следующее объяснение. В обычной трубке с массивным анодом излучение, направленное в сторону анода, поглощается самим анодом. Излучение, направленное в свободное пространство, также не вполне равномерно. Причина этого такова. При торможении электронов в аноде часть из них, притом большая, тормозится не на поверхности, а в толще анода и возникающие в более глубоких слоях анода рентгеновские лучи поглощаются веществом анода в той или иной степени,

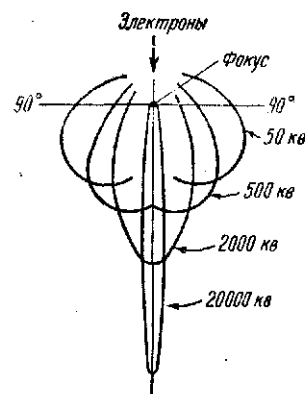


Рис. 1-31. Пространственное распределение интенсивности тормозного излучения.

¹ См. § 3-5.

смотря по тому, в каком направлении (касательно или перпендикулярно) к поверхности они выходят из анода в свободное пространство.

Хотя глубина проникновения электронов в анод мала — порядка 10^{-3} мм, — при касательном выходе лучей поглощение их становится значительным. Влияние поглощения в аноде с гладкой поверхностью на пространственное распределение интенсивности излучения может быть вычислено следующим образом.

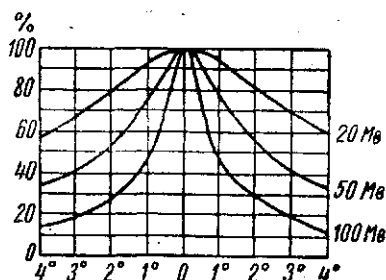


Рис. 1-32. Угловое распределение интенсивности рентгеновского излучения бетатрона при 20; 50; 100 МэВ.

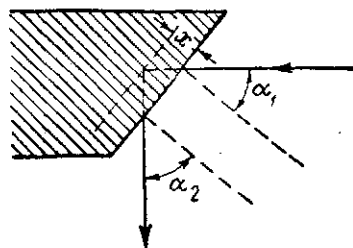


Рис. 1-33. К выводу формулы (1-44).

Обозначим угол, образованный направлением полета электронов с нормалью к поверхности анода, через α_1 и через α_2 — угол между направлением выхода рентгеновских лучей с той же нормалью (рис. 1-33). Тогда электроны должны пройти расстояние $\frac{x}{\cos \alpha_1}$ до проникновения на глубину x , измеренную вдоль нормали. Рентгеновские лучи, которые возникают на этой глубине, должны пройти путь $\frac{x}{\cos \alpha_2}$ при выходе в направлении α_2 .

Очевидно, что интенсивность лучей зависит от значений коэффициентов поглощения μ_1 для электронов и μ_2 для рентгеновских лучей.

Интенсивность пучка лучей, выходящих под углом α_2 , возбужденных в слое толщиной dx , расположенном на глубине x , выразится формулой

$$dI_{\alpha_2} = Ce^{-\mu_1 \frac{x}{\cos \alpha_1}} e^{-\mu_2 \frac{x}{\cos \alpha_2}} dx, \quad (1-42)$$

где C — постоянная, зависящая от величины поперечного сечения и интенсивности пучка электронов, а также к. п. д. возбуждения рентгеновских лучей.

Полная интенсивность пучка рентгеновских лучей, выходящих под углом α_2 , получается интегрированием выражения (1-42) по x в пределах от 0 до ∞

$$I_{\alpha_2} = C \int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{\mu_1}{\cos \alpha_1} + \frac{\mu_2}{\cos \alpha_2}\right)x} dx = C \frac{\cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{\mu_1 \cos \alpha_2 + \mu_2 \cos \alpha_1}. \quad (1-43)$$

Учитывая, что интенсивность лучей, выходящих из анода в направлении нормали ($\alpha_2=0$), достигает максимума

$$I_{\alpha_2=0} = C \frac{\cos \alpha_1}{\mu_1 + \mu_2 \cos \alpha_1},$$

получаем формулу для отношения интенсивности лучей, выходящих под произвольным углом α_2 , к интенсивности лучей, выходящих под углом $\alpha_2=0$,

$$\frac{I_{\alpha_2}}{I_{\alpha_2=0}} = \frac{\cos \alpha_2 (\mu_1 + \mu_2 \cos \alpha_1)}{\mu_1 \cos \alpha_2 + \mu_2 \cos \alpha_1} = \frac{\mu_1 + \mu_2 \cos \alpha_1}{\mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2}}, \quad (1-44)$$

где $\cos \alpha_1 = \text{const}$, так как направление электронного пучка в трубке не меняется.

Это соотношение приблизительное, так как ни скорости электронов, ни рентгеновские лучи не однородны. Коэффициенты μ_1 и μ_2 , однако, могут быть определены приблизительно. Покажем это на примере. Возьмем почти постоянное напряжение 70 кВ и найдем для этого напряжения коэффициенты μ_1 и μ_2 . Наиболее быстрые электроны при этом напряжении летят со скоростью около 0,48 c , где c — скорость света; более медленные электроны не учитываем, так как напряжение принято почти постоянным. По табличным данным, коэффициент поглощения μ_1 для скорости электронов 0,46 c (63 кВ) в вольфрамовом аноде равен 12 000.

Порядок величины μ_2 можно оценить, если найти «эффективную длину волны» и «эффективный коэффициент поглощения». Эффективная длина волны оказывается равной 0,37 Å; тогда $\mu_2=400$.

Подставляя эти значения для μ_1 и μ_2 в уравнение (1-44) и полагая $\alpha_1=45^\circ$, получаем следующую формулу для интенсивности лучей в направлении α_2 :

$$\frac{I_{\alpha_2}}{I_{\alpha_2=0}} = \frac{12000 + 400 \frac{1}{2} \sqrt{2}}{12000 + 400 \frac{1}{2} \sqrt{2} \frac{1}{\cos \alpha_2}}. \quad (1-45)$$

Таблица 1-5

Зависимость интенсивности от направления лучей

| Угол α_2 | | 85° | 80° | 75° | 70° | 65° | 60° | 45° |
|--|---------------|------|------|------|------|------|------|-------|
| Отношение $\frac{I_{\alpha_2}}{I_{\alpha_2=0}}$ | по вычислению | 0,81 | 0,87 | 0,94 | 0,95 | 0,97 | 0,98 | 0,985 |
| | по наблюдению | 0,78 | 0,85 | 0,89 | 0,93 | 0,95 | 0,96 | 0,98 |

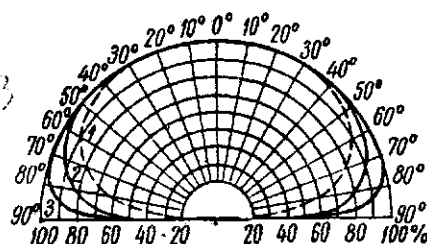


Рис. 1-34. Пространственное распределение интенсивности тормозного излучения.

1 — при 10 кВ; 2 — при 70 кВ без фильтра; 3 — то же с алюминиевым фильтром толщиной 10 мм.

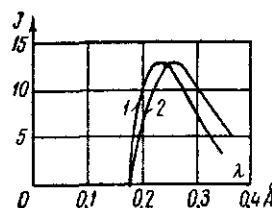


Рис. 1-35. Изменение распределения плотности интенсивности излучения в непрерывном спектре в зависимости от направления.

Вычисленные по этой формуле интенсивности для углов α_2 от 45 до 85° сведены в табл. 1-5.

На рис. 1-34 даны в полярных координатах экспериментальные кривые пространственного распределения интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной поверхности анода при 10 кВ (кривая 1) и при 70 кВ (без фильтра — кривая 2 и с алюминиевым фильтром толщиной 10 мм — кривая 3) (см. § 5-15).

1-23. Зависимость спектрального распределения интенсивности от направления (азимута)

Изменение спектрального распределения интенсивности от направления излучения показано на рис. 1-35. Кривая 2 дает представление о спектральном распределении интенсивности излучения в направлении, перпендикулярном оси трубки, кривая 1 — под углом 45° к оси трубки. Более жесткое излучение получается в направлении, приближающемся к совпадению с активной поверхностью анода (кривая 1); это объясняется сильным поглощением мягких компонент излучения веществом анода.

1-24. Распределение плотности интенсивности в непрерывном спектре

Приблизительное представление о распределении плотности интенсивности в непрерывном спектре можно получить из кривых рис. 1-21, выражающих зависимость тока ионизации от длины волны. Однако эти кривые далеко не точно характеризуют истинный состав излучения непрерывного спектра $J_\lambda = f(\lambda)$, возникающего при торможении электронов на аноде в трубке.

Причину несоответствия истинного спектрального состава излучения трубки тому составу, который характеризуется экспериментально полученными кривыми, можно выяснить из рассмотрения метода измерений.

На рис. 1-8 была показана схема измерений, обычно применяемая при ионизационном методе исследования непрерывного спектра. Из рисунка видно, что рентгеновские лучи, возникающие на аноде в точке Q , прежде чем попадут в ионизационную камеру K и произведут ионизацию, которую мы измеряем, претерпевают изменение в интенсивности и составе вследствие поглощения на их пути распространения от Q до K . Поэтому для получения истинного распределения интенсивности по спектру необходимо оценить и исключить все причины, влияющие на результаты измерений. Наиболее сильное влияние на результаты измерений оказывают следующие факторы:

- 1) поглощение излучения в теле анода;
- 2) поглощение в стенках оболочки трубки;
- 3) поглощение в воздухе на пути от трубки до камеры;
- 4) поглощение в отражающем слое кристалла;
- 5) отражательная способность кристалла и ее зависимость от длины волны;
- 6) конечная длина камеры.

Надо помнить, что коротковолновые лучи поглощаются меньше, чем длинноволновые (факторы пп. 1—4). Поэтому лучи, проникающие в измерительную ионизационную камеру, будут несколько ослаблены по интенсивности и более жестки по составу. С другой стороны, при прохождении рентгеновских лучей через газ, наполняющий камеру, длинноволновые лучи сильнее поглощаются и, следовательно, вызывают большую ионизацию; поэтому интенсивность их будет казаться большей (фактор п. 6).

Поправки на искажения результатов измерения, вносимые факторами пп. 2, 3, 4 и 6, в настоящее время производятся простым расчетом.

Для поправки на поглощение в теле анода (фактор п. 1) была эмпирически установлена зависимость ослабления интенсивности рентгеновских лучей от угла между направлением рентгеновских лучей и поверхностью анода, и таким путем можно было ввести соответствующие поправки.

Наконец, для выяснения отражательной способности кристалла и ее зависимости от длины волны были измерены коэффициенты отражения при различных длинах волн ($\lambda = 1,39; 1,54; 1,75$ и $1,93 \text{ \AA}$) для кристаллов гипса и каменной соли. При этом оказалось, что коэффициент отражения гипса почти не зависит от длины волны λ .

Примером того, как изменяются экспериментальные кривые при введении всех указанных поправок, может служить рис. 1-36

полученный для случая серебряного анода при $10\,500 \text{ в}$ постоянного напряжения и кристаллах гипса и каменной соли. Здесь: *I* — неисправленная кривая, полученная с кристаллом гипса; *II* — то же с кристаллом каменной соли; *III* представляет кривую *I*, пропорционально увеличенную; кривая *IV* совмещает кривые *I*—*II*, исправленные на влияние кристалла; *V* — истинное распределение интенсивности.

Наиболее полное экспериментальное исследование распределения плотности интенсивности в непрерывном спектре для напряжений до 12 кВ и массивного анода, выполненное Куленкампом, позволило составить эмпирическую формулу, выражающую зависимость плотности интенсивности J_λ в спектре от силы тока, атомного номера Z и частоты:

$$J_\lambda = Cn [Z(\nu_0 - \nu) + bZ^2], \quad (1-46)$$

где $b = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ и $C = (5 \pm 1,5) \cdot 10^{-50} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-2}$ — постоянные, не зависящие от ν и Z ; n — число электронов, тормозящихся в аноде в одну секунду. Формула (1-46) совпадает с теоретической формулой (1-30), в которой, однако, отсутствует член bZ^2 , и получена следующим образом. Кривые спектрального распределения интенсивности в непрерывном спектре были сняты ионизационным спектрометром для анодов, сделанных из шести различных материалов (^{78}Pt , ^{50}Sn , ^{47}Ag , ^{29}Cu , ^{27}Co и ^{13}Al), при $10\,470 \text{ в}$. На рис. 1-37 изображены соответствующие кривые до исправления (*a*) и после исправления (*б*). Исправленные кривые, представляющие зависимости $J_\lambda = f(\lambda)$, были затем пересчитаны на частоты $J_\nu = f(\nu)$ следующим образом.

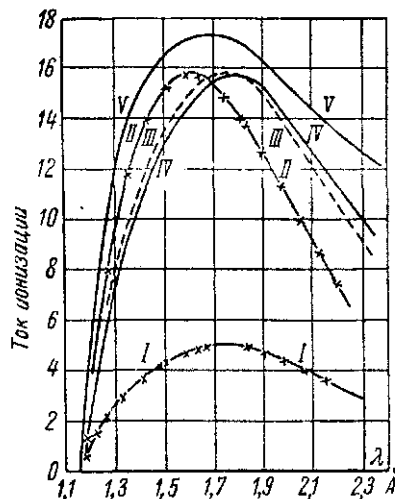


Рис. 1-36. Экспериментальные (*I* и *II*) и исправленные (*III*, *IV*, *V*) кривые спектрального распределения плотности интенсивности.

Переход к шкале частот выполняется на основании того, что интенсивность излучения в некотором интервале спектра не зависит от того, задан ли этот интервал в длинах волн или в частотах.

Поэтому для каждого интервала длин волн $d\lambda$ находим такой интервал частоты $d\nu$, чтобы

$$J_\lambda d\lambda = - J_\nu d\nu \quad (1-47)$$

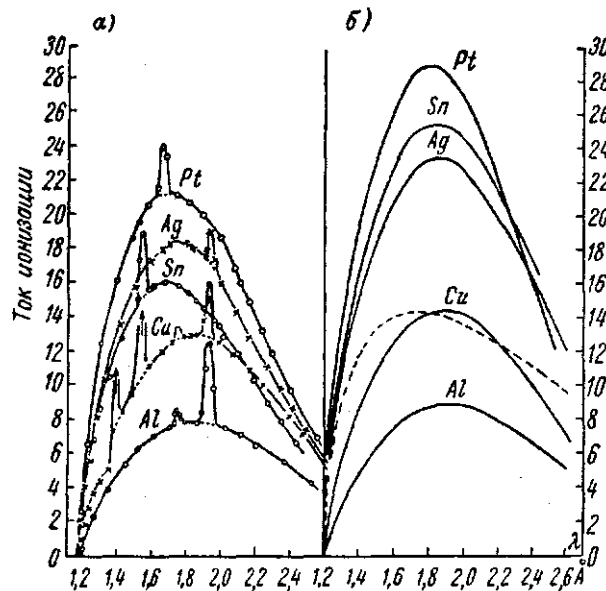


Рис. 1-37. Кривые спектрального распределения плотности интенсивности: а — экспериментальные; б — исправленные.

или

$$J_\nu = - J_\lambda \frac{d\lambda}{d\nu} \quad (1-47')$$

Знак минус вошел потому, что с увеличением длины волны частота уменьшается. Далее из равенства

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

имеем

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = - \frac{c}{\nu^2} \quad (1-48)$$

Поставляя это выражение в (1-47'), имеем

$$J_\nu = \frac{c}{\nu^2} J_\lambda \quad (1-49)$$

Пересчитанные таким образом кривые представлены на рис. 1-38 и 1-39. Кривые рис. 1-38 дают распределение интенсивности в спектре по частотам для различных анодов при одном и том же напряжении 10470 в, и рис. 1-39 — такие же кривые для серебра при различных напряжениях. Сплошные кривые на рис. 1-38 и 1-39 построены по формуле Вентцеля (1-29), точки получены экспериментально.

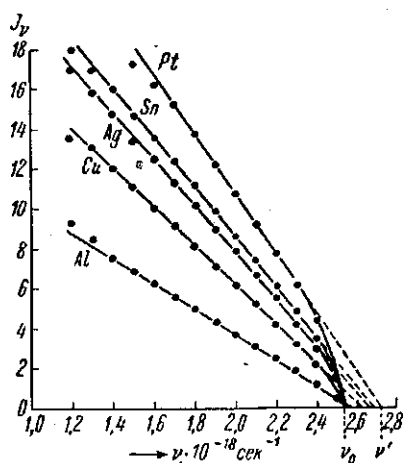


Рис. 1-38. Зависимость плотности интенсивности от частоты $J_v = f(\nu)$ для различных анодов при $U = 10470$ в.

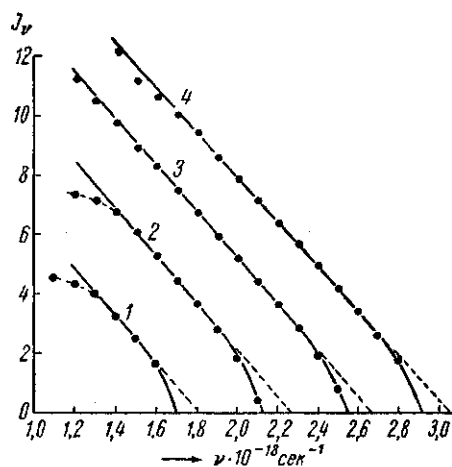


Рис. 1-39. Зависимость плотности интенсивности от частоты $J_v = f(\nu)$ для серебряного анода при различных напряжениях.

1 — 7 кВ; 2 — 8,75 кВ; 3 — 10,47 кВ; 4 — 11,98 кВ.

Эти линии, за исключением небольшого участка вблизи границы спектра, оказываются прямыми. Из рассмотрения их нетрудно установить следующие важные закономерности:

1. Наклон прямолинейных участков кривых (рис. 1-38) для различных материалов растет с увеличением атомного номера металла анода и прямо пропорционален ему.

2. Наклон прямолинейных участков кривых (рис. 1-39) для одного и того же металла, но при различных напряжениях, остается неизменным; при изменении напряжения прямые линии смещаются, оставаясь параллельными.

3. Отрезки на оси абсцисс, заключенные между точкой ν_0 , вычисленной по уравнению (1-23), и точкой ν' пересечения продолженной прямолинейной части кривых с осью абсцисс ($\nu' - \nu_0$), не зависят от напряжения (рис. 1-39) и пропорциональны атомному номеру (рис. 1-38).

На основании этих выводов составлена вышеприведенная формула, дающая зависимость плотности интенсивности J_ν от частоты ν следующим образом.

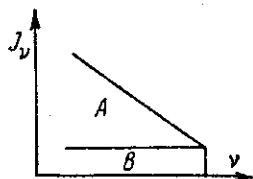
Заменяя действительную кривую ломаной (рис. 1-40), можно написать уравнение наклонной части кривой

$$I_\nu = a(\nu_0 - \nu) + B,$$

где постоянная a пропорциональна атомному номеру Z , а B приблизительно пропорциональна квадрату атомного номера Z^2 , откуда и получается формула (1-46)

$$J_\nu = Ci [Z(\nu_0 - \nu) + bZ^2].$$

Интегрируя это уравнение по ν , получим выражение для интенсивности всего спектра тормозного излучения. Пренебрегая малым членом bZ^2 и учитывая формулу (1-24), имеем



$$\int_0^{\nu_0} J_\nu d\nu = \int_0^{\nu_0} CiZ(\nu_0 - \nu) d\nu = CiZ \frac{\nu_0^2}{2} =$$

$$= C \frac{e^2}{2h^2} iZU^2 = KiZU^2, \quad (1-50)$$

Рис. 1-40. К выводу формулы (1-46).

т. е. результат, совпадающий с прямыми измерениями, производившимися целым рядом исследователей, как по формуле, так и по величине коэффициента пропорциональности. Поэтому нет оснований отрицать применимость этого закона распределения интенсивности, полученного для напряжений от 7 до 12 кВ и для более высоких напряжений.

Переходя от частот к длинам волн, можно уравнению (1-46) придать форму, выражающую зависимость $J_\lambda = f(\lambda)$. Из (1-49) имеем

$$J_\lambda = J_\nu \frac{\nu^2}{c} = J_\nu \frac{c}{\lambda^2};$$

$$J_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} iC [Z(\nu_0 - \nu) + bZ^2] = CZi \left[\frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda} + bZ \right] \frac{c}{\lambda^2}$$

или, отбрасывая малый член bZ ,

$$J_\lambda = CZi \frac{c^2}{\lambda_0} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3} \right) = C \frac{c^2}{12,35} ZiU \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3}. \quad (1-51)$$

Из этой формулы можно найти соотношение между длиной волны, которой соответствует максимум интенсивности в непре-

рывном спектре λ_m и граничной длиной волны λ_0 . Для этого надо найти производную J_λ по λ и приравнять ее нулю

$$\frac{dJ_\lambda}{d\lambda} = C \frac{c^2}{12,35} Z i U \frac{\lambda^3 - 3\lambda^2(\lambda - \lambda_0)}{\lambda^6} = 0$$

или

$$\lambda^3 - 3\lambda^2 + 3\lambda^2\lambda_0 = 0,$$

откуда

$$2\lambda = 3\lambda_0$$

или

$$\lambda_m = \frac{3}{2} \lambda_0. \quad (1-52)$$

Это соотношение довольно хорошо, но не точно выполняется на опыте. Обычно λ_m несколько больше. Для пульсирующего напряжения можно принять

$$\lambda_m = \frac{3}{2} \lambda_0 + 0,05 \text{Å}.$$

1-25. Характеристическое рентгеновское излучение

Как уже упоминалось в § 1-9, при некоторых условиях, а именно при достаточно большой скорости электронов, тормозящихся на аноде, возникает рентгеновское излучение двух родов:

- а) рассмотренное выше тормозное излучение и
- б) характеристическое излучение, испускаемое атомами вещества анода, которое разлагается в линейчатый спектр.

Длины волн линейчатого характеристического спектра зависят только от рода вещества анода и совершенно не зависят от скорости электронов, их возбуждающих, т. е. длины волн этих лучей характеризуются только материалом анода. Поэтому эти лучи названы характеристическими лучами. Мы кратко рассмотрим результаты экспериментальных исследований характеристических лучей, наблюдающиеся закономерности и теорию возникновения этих лучей на основе модели атома Резерфорда — Бора.

1-26. Экспериментальные исследования характеристического излучения

Еще до открытия явления дифракции рентгеновских лучей при прохождении их через кристаллы, позволившего измерять длины волн рентгеновских лучей и изучать их спектры, различные исследователи замечали в излучении трубки, кроме рассмотренного выше неоднородного тормозного излучения, лучи весьма однородные, жесткость которых зависит только от рода

материала анода трубки и не зависит от приложенного к трубке напряжения. При этом было обнаружено, что эти лучи состоят из двух групп, сильно отличающихся друг от друга по жесткости (по длине волн): лучи более жесткой группы были обозначены буквой К, более мягкой группы — буквой Л.

После открытия Лауэ и работ Вульфа и Брэгга были построены спектрографы (см. § 1-4) и систематически исследованы спектры характеристических лучей, испускаемых различными материалами, служившими анодом рентгеновской трубки. На рис. 1-41 даны кривые $I_\lambda = f(\lambda)$ спектров излучения рентгеновской трубки с родиевым анодом, снятые при работе трубки при напряжениях 23,2; 31,8 и 40 кВ. Из этих кривых видно, что при напряжении на трубке 23,2 кВ получается только один сплошной спектр и характеристические лучи не возникают. При более высоких напряжениях появляются характеристические лучи группы К, причем с повышением напряжения длина волны их не меняется, а только растет их интенсивность.

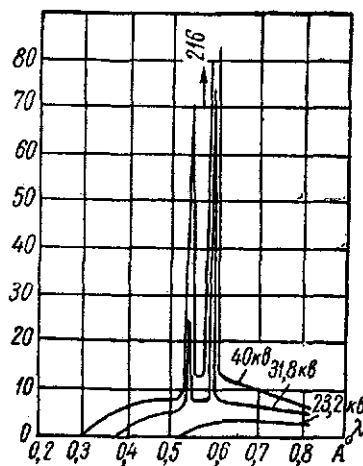


Рис. 1-41. Кривые полных спектров излучения трубки с родиевым анодом при различных напряжениях.

Из этих и многочисленных других исследований было установлено:

1. Спектр характеристического рентгеновского излучения состоит

из нескольких групп, или серий, линий, сильно отличающихся друг от друга по длине волны. Для тяжелых элементов найдено пять таких серий линий; они обозначаются буквами К, Л, М, N, О.

2. Каждая такая серия состоит из определенного числа линий, длины волн которых вполне изучены. Серия К образована из наиболее жестких лучей (т. е. с наименьшей длиной волны), серия Л состоит из более длинноволновых лучей; еще более длинными волнами обладают лучи серии М, а длины волн серии О — наибольшие. Например, в спектре характеристического излучения вольфрама (рис. 1-42), атомный номер которого $Z=74$, обнаружено три серии К, Л, М, причем длины волн линий спектра К-излучения находятся в пределах от 0,178 до 0,213 Å, Л — от 1,025 до 1,675 Å, М — от 6,066 до 6,973 Å.

3. Характеристические лучи каждой серии возникают только тогда, когда скорость электронов, тормозящихся на аноде, до-

стигает некоторого значения, вполне определенного для данного вещества и данной серии, или, что то же, когда напряжение, приложенное к трубке, достигает определенного, критического, так называемого возбуждающего значения U_0 .

4. Значение возбуждающего напряжения U_0 связано с наименьшей длиной волны λ данной серии формулой

$$eU_0 = h\nu = h \frac{c}{\lambda}.$$

5. Когда напряжение, приложенное к трубке, постепенно повышается и достигает значения, соответствующего возникновению линии с наименьшей длиной волны данной серии, например

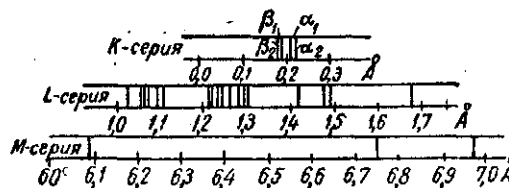


Рис. 1-42. Схема линейчатого спектра характеристического излучения вольфрама

серии K, тогда одновременно появляются все линии этой серии.

6. Спектры характеристического излучения различных элементов совершенно одинаковы по строению, т. е. по числу и взаимному расположению линий, и отличаются друг от друга только длиной волны. А именно: с увеличением атомного номера элемента спектры характеристического излучения смещаются в сторону коротких длин волн.

Эта закономерность в спектрах характеристического излучения была впервые изучена английским физиком Мозли и называется законом Мозли. На рис. 1-43 даны спектрограммы K, L, M и N-серий характеристических лучей, испускаемых анодами трубки, сделанными из различных материалов; из спектрограмм ясно видна зависимость длины волны от атомного номера элемента. Эта зависимость получается особенно простой, если построить график, откладывая по оси абсцисс атомный номер элемента, а по оси ординат — корень квадратный из частоты колебаний или величину, пропорциональную корню квадратному из единицы, деленной на длину волны, $\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$. Оказалось, что полученные таким образом кривые очень близки к прямым линиям (рис. 1-44).

На рис. 1-45 изображен рисунок Мозли, на котором фотографии спектров К-излучения ряда элементов расположены таким образом, что находящиеся друг под другом места соответствуют одинаковым длинам волн. На основании этих спектрограмм и кривых, приведенных на рис. 1-44, можно сделать следующие заключения:

а) порядок расположения в периодической таблице Менделеева кобальта ($Z=27$, $A=58,94$) и никеля ($Z=28$, $A=58,69$), определяемый химическими свойствами их, подтверждается рентгеновскими спектрами. Отсюда

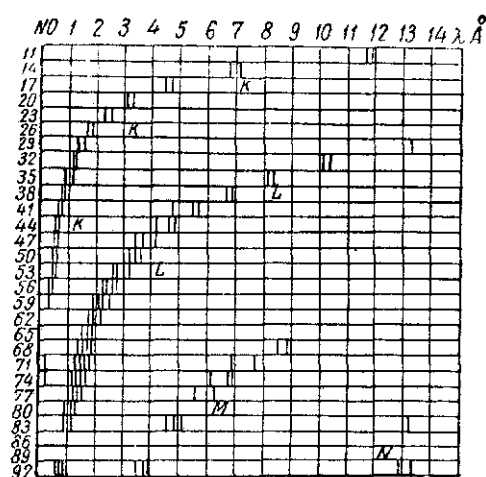


Рис. 1-43. Наиболее яркие линии К, L и М-излучений элементов от натрия ($Z=11$) до урана ($Z=92$) через три элемента.

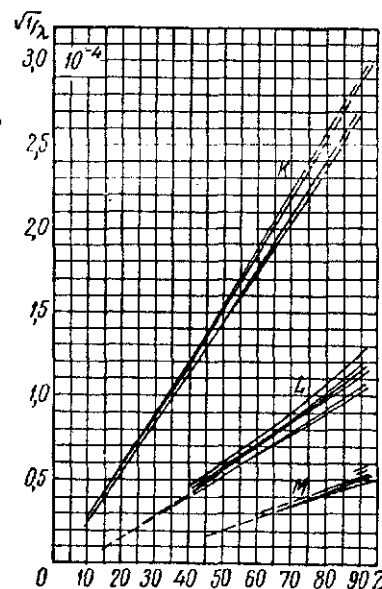


Рис. 1-44. Зависимость длины волны от атомного номера (по Мозли).

ясно, что в положении спектров главное значение имеет атомный номер, а не атомный вес;

б) испускание характеристических лучей есть явление атомное и не зависит от того, находится ли излучающее вещество в чистом виде или в смеси с другим. Это подтверждается тем, что на спектрограмме латуни, представляющей собой сплав меди и цинка, появились линии этих металлов. То же видно и из спектрограммы кобальта, который содержал примеси железа и никеля;

в) изучение спектров позволяет определить атомный номер любого элемента, в том числе и тех элементов, которые еще не открыты. Действительно,

если при построении кривых (прямых) рис. 1-44 пропустить один элемент из периодической таблицы Менделеева (см. спектрограммы кальция Ca и титана Ti на рис. 1-45; между ними отсутствует один элемент — скандий Sc), то кривая сделает скачок в этом месте и дальше пойдет снова прямолинейно. Таким путем Мозли мог определить число не открытых еще в его время элементов, большинство которых было открыто впоследствии благодаря изучению рентгеновских спектров.

Мозли нашел также общую формулу, выражающую зависимость частоты колебания ν характеристического излучения от атомного номера вещества анода. Эту зависимость для наиболее яркой линии K-излучения он выразил формулой

$$\nu_{K\alpha} = \frac{3}{4} cR (Z - 1)^2$$

и для L-излучения

$$\nu_{L\alpha} = \frac{5}{36} cR (Z - 7,4)^2,$$

где c — скорость света;

$R = 109737 \text{ см}^{-1}$ — постоянная Ридберга, входящая в сериальные формулы спектров видимого света;

$$cR = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

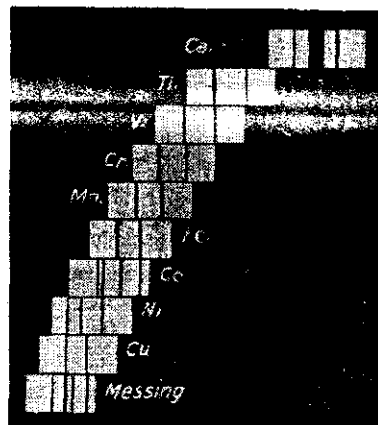


Рис. 1-45. Рисунок Мозли.

Нетрудно видеть, что дробные числовые коэффициенты в этих формулах могут быть представлены в виде

$$\frac{3}{4} = \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}$$

и

$$\frac{5}{36} = \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2};$$

поэтому можно написать общую формулу.

$$\nu = cR (Z - S)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right) = 3,29 \cdot 10^{15} (Z - S)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right),$$

где S — экранирующая постоянная; при этом для серии K

$$k_1 = 1; \quad k_2 = 2, 3, 4 \dots \quad \text{и} \quad S = 1$$

и для серии L

$$k_1 = 2; \quad k_2 = 3, 4 \dots \quad \text{и} \quad S = 7,4.$$

7. Отношение интенсивностей отдельных линий данной серии остается постоянным независимо от приложенного к трубке напряжения. Например, для вольфрама интенсивности четырех линий К-серии относятся как 100 : 50 : 30 : 15.

8. Интенсивность отдельных линий в области напряжений до $U \leq 3U_0$ с достаточной для практических целей точностью выражается формулой

$$J = a(U - U_0)^n, \quad (1-53)$$

где U_0 — возбуждающее напряжение, кВ;

U — рабочее напряжение, кВ;

$n = 3/2$ для К-серии и $n = 2$ для L-серии.

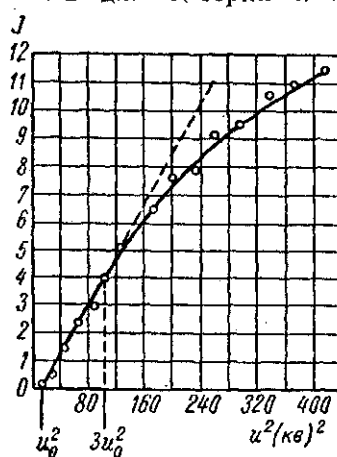


Рис. 1-46. Зависимость интенсивности линий L_{α_1} серебра от квадрата напряжения.

При дальнейшем увеличении напряжения этот закон нарушается, так как интенсивность растет медленнее, чем по формуле (1-53) (рис. 1-46).

Эта зависимость была получена следующим образом.

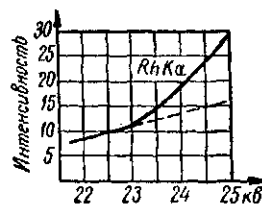


Рис. 1-47. Зависимость интенсивности K_{α} -излучения родия от напряжения.

Электронная трубка с родиевым анодом питалась от аккумуляторной батареи из 20 160 элементов, благодаря чему было возможно совершенно точно установить и измерить приложенное к трубке напряжение. Спектрометр устанавливался так, чтобы от его кристалла могли отражаться лучи вполне определенной длины волны, соответствующей наиболее интенсивной линии К-серии родия — K_{α} . Затем при изменении напряжения на трубке измерялась интенсивность отраженных лучей.

Полученная таким образом кривая (рис. 1-47) имеет резкий излом при вполне определенном напряжении 23,2 кВ. До этого напряжения в спектрометре отражаются лишь лучи непрерывного спектра, начиная с 23,2 кВ возбуждались характеристические лучи, которые складывались с лучами непрерывного спектра и вызывали более быстрый подъем кривой.

9. Наконец, интенсивность отдельных линий характеристического спектра растет пропорционально силе тока, протекающего через рентгеновскую трубку, т. е. пропорционально числу электронов, падающих на анод за 1 сек.

1-27. Теория возникновения характеристического излучения

Теория возникновения характеристического рентгеновского излучения была создана Косселем в 1916 г. на основе квантовой теории строения атома Бора. По этой теории, как известно, атом представляет собой сложную систему, в которой вокруг положительного ядра вращаются электроны.

Число электронов, вращающихся вокруг ядра атома, равно атомному номеру Z . Каждый из электронов вращается по своей орбите. В тяжелом атоме число таких орбит велико, например, в атоме вольфрама ($Z=74$) число электронов равно 74. Проследить за всеми движениями столь сложной системы не представляется возможным. Однако из исследования рентгеновских спектров можно заключить, что отдельные группы электронов, вращающихся вокруг ядра, обладают одинаковыми или близкими по величине запасами энергии; эти электроны образуют так называемые электронные слои, или оболочки атома и обозначаются буквами K, L, M, N, O, P. Слой K — ближайший к ядру; каждый следующий слой находится дальше от ядра, чем предыдущий.

Эти группы равноценных по энергии электронов относят к определенным уровням энергии; при этом оказывается, что в слое K имеется один уровень энергии, минимальный, слой L содержит три уровня, слой M — пять уровней, N — семь, O — пять и P — три уровня; всего для урана различается 24 уровня энергии. В различных атомах в зависимости от атомного номера, т. е. от числа электронов в атоме, число стационарных уровней энергии может быть от 1 до 24.

На рис. 1-48 уровни энергии показаны кругами, описанными вокруг ядра как центра. Необходимо иметь в виду, что круги на этом рисунке условно изображают уровни энергии и ничего общего не имеют с истинными орбитами электронов, которые имеют гораздо более сложную форму (рис. 1-49).

Чем выше уровень энергии, на котором находится электрон, тем больше запас энергии в атоме. При падении электрона с более высокого уровня на более низкий энергия атома уменьшается и потерянная энергия излучается в виде одного кванта $h\nu$ лучистой энергии (фотона). Очевидно, что величина излученного кванта равна разности энергий двух уровней, между которыми происходит переход электрона.

Исходя из этих представлений, можно принять такую картину возникновения характеристического излучения, из которой

...показывают те закономерности в спектрах, которые были получены экспериментально (см. § 1-26). Для возбуждения К-излучения необходимо, чтобы электрон был удален с самого внутреннего уровня энергии К за пределы атома. Вырывание электрона может быть произведено ударом налетающего извне электрона. Для вырывания электрона необходима известная энергия, равная работе удаления электрона из уровня К. Поэтому энергия налетающего электрона должна быть равна или больше работы удаления. Другими словами, напряжение, уско-

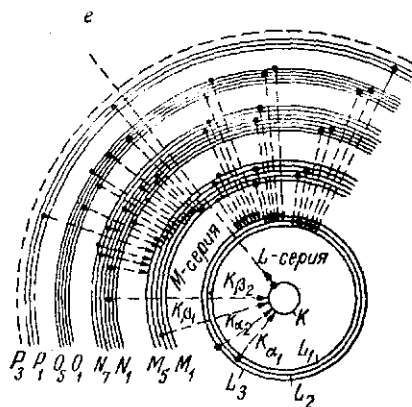


Рис. 1-48. Схема уровней энергии атома урана.

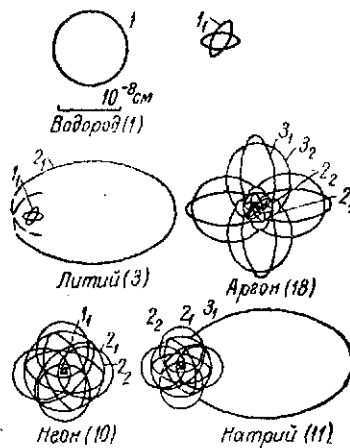


Рис. 1-49. Предполагаемые схемы движения электронов в атомах некоторых элементов (1923 г.), потерявших свою определенность с развитием волновой механики.

ряющее первичные электроны, должно быть не меньше некоторого минимального значения (так называемого возбуждающего напряжения).

Это находится в соответствии с опытным фактом, отмеченным в п. 3, § 1-26.

После удаления электрона из слоя К атом становится ионизированным в слое К и, следовательно, имеет одно свободное место в этом слое. Это вырывание электрона на рис. 1-48 показано стрелкой *e*. Освободившееся место вылетевшего электрона не может оставаться пустым и должно быть заполнено электроном, падающим с одного из уровней энергии вышележащих слоев. При этом энергия атома уменьшается на величину, равную разности энергий уровня, из которого вышел электрон, и того уровня, на который он перешел. Если обозначить энергию уровня К через W_K , уровня L через W_L , уровня M через W_M

и т. д., то величины излученных квантов (фтонов) при переходах электронов с одного из этих уровней на уровень К выражаются формулами:

$$\begin{array}{llll} \text{при падении с уровня } L_{II} \text{ на уровень К:} & h\nu_{a_2} = W_{L_{II}} - W_K \\ \text{» » » » } L_{III} \text{ » » К:} & h\nu_{a_1} = W_{L_{III}} - W_K \\ \text{» » » » } M_{III} \text{ » » К:} & h\nu_{\beta_1} = W_{M_{III}} - W_K \\ \text{» » » » } N_{III} \text{ » » К:} & h\nu_{\beta_2} = W_{N_{III}} - W_K \end{array}$$

На рис. 1-48 эти переходы обозначены стрелками K_{a_2} , K_{a_1} , K_{β_2} , K_{β_1} .

Очевидно, что

$$h\nu_{a_2} < h\nu_{a_1} < h\nu_{\beta_1} < h\nu_{\beta_2}$$

или

$$\nu_{a_2} < \nu_{a_1} < \nu_{\beta_1} < \nu_{\beta_2},$$

т. е. при этих переходах возникают лучи четырех различных длин волн.

Лучи с наименьшей длиной волны обозначаются K_{β_2} , следующие по жесткости — K_{β_1} , затем K_{a_1} и K_{a_2} . Так как в действительности в рентгеновской трубке процесс возбуждения происходит одновременно в громадном количестве атомов, то заполнение освободившихся мест в слоях К различных атомов происходит из различных лежащих выше слоев L, M, N, и, следовательно, одновременно возникает вся серия линий спектра К-излучения.

Таким образом, мы видим, что все линии К-излучения возникают при падении электронов на уровень К из различных вышележащих слоев (уровней энергии). Изложенное объясняет опытное наблюдение, указанное в п. 5, § 1-26.

Так как вероятность падения электронов с уровня L_{II} больше, чем с L_{III} или M и N, то интенсивность излучения $K_{a_1} > K_{a_2} > K_{\beta_1} > K_{\beta_2}$, что объясняет изложенное в п. 7, § 1-26.

В то время как все переходы электронов, кончающиеся на уровне К, дают линии характеристического спектра К-излучения, переходы электронов, кончающиеся на уровне L, дают линии L-излучения. Линии спектра L-излучения возникают тогда, когда освободится одно место в слое L, и при этом в одинаковой мере и независимо от того, перешел ли электрон из слоя L в слой К или был выброшен из слоя L ударом свободного электрона до периферии атома. Работа вырывания электрона из слоя L, очевидно, меньше работы вырывания из слоя К, поэтому и возбуждающее напряжение должно быть меньше.

Подобным же образом возникают линии M и N-излучений.

На рис. 1-50 изображена более простая схема возникновения характеристического излучения, имеющая то преимущество по

сравнению с показанной на рис. 1-48, что здесь даются в приблизительном масштабе количественные соотношения. Уровни энергии здесь обозначены горизонтальными линиями. Наиболее низкий уровень обозначен буквой К, следующий — L и т. д. Верхняя пунктирная линия отвечает периферии атома. Расстояния от каждого из уровней до периферии относятся между собой, как числа

$$\frac{1}{1^2} : \frac{1}{2^2} : \frac{1}{3^2} : \frac{1}{4^2} \dots \text{или} \quad 1 : \frac{1}{4} : \frac{1}{9} : \frac{1}{16} \dots$$

При таком изображении уровней энергии разность высот двух уровней дает количество энергии, освобождающейся при падении электрона с более высокого уровня на более низкий, т. е.

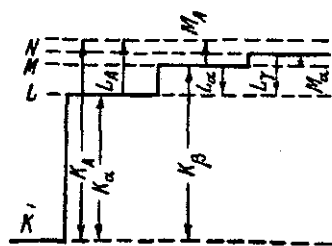


Рис. 1-50. Схема процесса излучения характеристических лучей.

величину излучаемого кванта лучистой энергии $h\nu$, или, в другом масштабе, величину частоты ν испускаемого при этом рентгеновского излучения. Стрелки при K_α , L_α и M_α , направленные вверх, дают величину работы вырывания электрона из уровней K, L, M, т. е. величину энергии, необходимой для возбуждения атома. Стрелки при K_α , K_β , L_α , ..., направленные вниз, дают величины излученных квантов

при падении электрона с уровня, на котором она начинается стрелка, на уровень, на котором она кончается.

Рассматривая этот рисунок, можно сделать следующие выводы:

1. $K_\alpha + L_\alpha = K_\beta$; $K_\alpha + L_\beta = K_\gamma$ и т. д., т. е. частота излучения K_α плюс частота излучения L_α равна частоте излучения K_β , что в точности подтверждается опытом.

2. Далее мы видим, что $K_\alpha - L_\alpha = K_\beta$, т. е. разность между энергией, необходимой для вырывания электрона из K-слоя, и энергией, необходимой для вырывания электрона из L-слоя, равна энергии, излучаемой при падении электрона с L-уровня на K-уровень. Это соотношение также отвечает опытными данным.

3. При повышении напряжения на трубке энергия ускоренных электронов достигает критического значения, достаточного для того, чтобы вырвать один электрон, например, из слоя M; тогда при падении электронов из вышележащих уровней возникают линии спектра M-излучения, K и L излучения возникнуть не могут. При дальнейшем повышении напряжения наступает следующий критический момент, когда вырывается электрон из уровня L, тогда дополнительно к линиям спектра M-излучения

возникают линии L-излучения. Наконец, при еще больших напряжениях энергия электронов станет достаточной, чтобы вырвать электрон из слоя K; тогда возникают, кроме линий спектров L и M-излучений, линии наиболее жесткого K-излучения. Следовательно, для возникновения каждой из серий характеристических лучей необходимо определенное минимальное напряжение возбуждения.

4. Слой K обладает одним энергетическим уровнем, поэтому все линии спектра K-излучения возникают одновременно при соответствующем возбуждающем напряжении $U_{ок}$.

Слой L имеет три энергетических уровня, поэтому спектр L-излучения состоит из трех подгрупп линий L_I , L_{II} и L_{III} , возникающих последовательно одна за другой при повышении напряжения. Следовательно, три подгруппы линий спектра L-излучения возникают последовательно при трех различных возбуждающих напряжениях $U_{оLI}$, $U_{оLII}$ и $U_{оLIII}$.

Слои M и N состоят соответственно из 5 и 7 уровней, и спектры излучений M и N состоят из такого же числа подгрупп линий. Для возбуждения каждой из них, очевидно, необходимо вполне определенное возбуждающее напряжение $U_{оMI}$, $U_{оMII}$, ..., $U_{оMV}$ и $U_{оNI}$, $U_{оNII}$, ..., $U_{оNVII}$.

5. Так как характеристические лучи возникают вследствие самопроизвольного падения электронов с высших уровней на низший, в котором оказалось свободное место (причем безразлично, каким путем электрон оттуда удален), то очевидно, что частота излучения не зависит от напряжения, приложенного к трубке. Интенсивность излучения зависит от напряжения, потому что если повышается напряжение, а с ним повышается и энергия летящих электронов, то процесс возбуждения может происходить в более глубоких слоях вещества анода и после потери части энергии этими электронами; поэтому относительное число процессов возбуждения увеличивается, т. е. увеличивается интенсивность излучения.

Однако при дальнейшем увеличении напряжения роль поглощения рентгеновских лучей при выходе из более глубоких слоев вещества анода начинает преобладать и рост интенсивности линий уменьшается (рис. 1-46).

6. Рентгеновские лучи возникают вследствие процессов, происходящих в слоях ближайших к ядру. Эти (внутренние) слои во всех (более или менее тяжелых) атомах имеют одинаковое строение, поэтому спектры характеристического излучения всех элементов также одинаковы по строению, т. е. по числу и расположению линий.

7. Разность энергий двух каких-либо одноименных слоев, например K и L, в разных атомах в сильной мере зависит от заряда их ядра: чем больше заряд ядра (его атомный

номер Z), тем сильнее электрическое поле вокруг ядра. Следовательно, ступени энергии и жесткость характеристического излучения увеличиваются с ростом атомного номера атомов вещества излучающего тела.

Для вычисления частоты излучения атома при переходах электронов с удаленных орбит на ближайшие к ядру можно воспользоваться формулой (1-54), полученной на основе элементарной теории строения атома Бора:

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} (Z - S)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right). \quad (1-54)$$

Величина экранирующей постоянной S определяется экспериментально, имеет различные значения для различных серий излучения и может быть определена при помощи следующего приближенного выражения:¹

$$S = p + \frac{1}{2} (q - 1), \quad (1-55)$$

где q — нормальное число электронов на том уровне, на который переходит излучающий электрон;

p — число электронов на более глубоких уровнях.

Так, например, для К-серии $q=2$, $p=0$ и $S=0,5$; для L-серии $q=8$, $p=2$ и $S=5,5$.

Методы вычисления частот рентгеновских спектральных линий на основе современных теорий более точны, но они чрезвычайно сложны, а результаты почти не отличаются от результатов, получаемых с помощью формулы (1-54).

Применим эту формулу для вычисления длины волны линии K_α молибдена ($Z=42$). Так как эта линия возникает при переходе с уровня L на уровень K, то можно положить $S=0,5$; $k_1=1$; $k_2=2$.

Подставляя эти значения в формулу (1-54), находим

$$\nu = 3,29 \cdot 10^{15} (42 - 0,5)^2 \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right) = 4,25 \cdot 10^{18}$$

и

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{4,25 \cdot 10^{18}} = 0,707 \cdot 10^{-8} [\text{см}] = 0,707 \text{ \AA},$$

что хорошо совпадает с экспериментально полученной величиной 0,71 \AA.

Для вычисления длины волны линии L_α вольфрама можно

¹ Значения экранирующей постоянной S , получаемые по формуле (1-55), несколько отличаются от значений, полученных Мозли из графиков рис. 1-46.

принять $S=5,5$; $k_1=2$; $k_2=3$. Тогда получаем $\lambda_{L_\alpha} = 1,4 \text{ \AA}$, что также близко к экспериментально найденному значению $1,47 \text{ \AA}$.

Таким образом, пользуясь этой формулой, можно вычислять частоты различных спектральных линий как для водорода, так и для рентгеновского характеристического излучения.

1-28. Закономерности в линейчатых спектрах рентгеновского излучения и их систематика

Усовершенствование приборов и повышение точности измерений позволили обнаружить в рентгеновских спектрах большое количество линий, установить закономерности характеристического излучения и его систематику.

Систематика спектров характеристического излучения заключается в точном указании двух уровней энергии в атоме, характеризующих каждую линию этих лучей. В настоящее время систематику можно считать законченной. Основные закономерности характеристического излучения, а также начала его систематики были рассмотрены в предыдущем параграфе (рис. 1-48). Здесь мы отметим некоторые дополнительные закономерности и уточним систематику спектров К и L-излучений.

Спектр К-излучения. Две линии, отмеченные Мозли в спектрах К-излучений и обозначенные им буквами α и β , при более точных измерениях, оказалось, состоят каждая из двух компонентов, которые теперь различаются по их интенсивности значками 1 и 2.

Таким образом, спектр К-излучения состоит для элементов с атомным номером $Z > 30$ из четырех линий различных длин волн, причем возникновение их отвечает переходам (табл. 1-6).

Сравнивая длины волн $\lambda_{K_{\alpha_1}}$ и $\lambda_{K_{\alpha_2}}$ для различных элементов, можно видеть, что их разности приблизительно постоянны для всех элементов. Пары линий, разность длин волн которых сохраняется постоянной для всех элементов, называют правильными дублетами (в таблице отмечено фигурной скобкой).

Спектр L-излучения. Этот спектр более сложен, чем спектр К-излучения. В нем обнаружено, например, для вольфрама более 20 линий. Для тяжелых атомов можно привести переходы, дающие главные линии серии (табл. 1-7).

Полная систематика излучения К, L и M-серий наиболее тяжелого атома — урана показана на рис. 1-48, где стрелками соединены те уровни энергии, переход электронов между которыми обуславливает возникновение соответствующей линии.

Принцип отбора. Из рассмотрения схемы уровней, показанных на рис. 1-48, можно было бы ожидать, что между

Диаграммные линии спектров K-излучения

| Обозначение | Переходы | Длина волны в X-единицах ¹ | | | | | | | | |
|-------------|-------------------------|---------------------------------------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | | 92U | 74W | 47Ag | 42Mo | 29Cu | 28Ni | 27Co | 26Fe | 24Cr |
| α_1 | $L_{III} \rightarrow K$ | 125,68 | 208,57 | 558,28 | 770,83 | 1537,4 | 1654,5 | 1785,29 | 1932,08 | 2285,03 |
| α_2 | $L_{II} \rightarrow K$ | 130,69 | 213,38 | 562,66 | 712,81 | 1541,23 | 1658,35 | 1789,19 | 1936,01 | 2288,91 |
| β_1 | $M_{III} \rightarrow K$ | 111,16 | 183,99 | 496,01 | 630,98 | 1389,35 | 1497,05 | 1617,44 | 1753,01 | 2080,6 |
| β_2 | $N_{III} \rightarrow K$ | 108,42 | 179,23 | 486,03 | 619,70 | 1378,24 | 1485,61 | — | — | — |

Таблица 1-7

Диаграммные линии спектров L-излучения

| Обозначение | Переходы на L_I | Длина волны в X-единицах ¹ | | | | | | | | |
|---------------|-------------------|---------------------------------------|---------|--------|--------|-------|-------|------|-------|------|
| | | 92U | 74W | 47Ag | 42Mo | 29Cu | 28Ni | 27Co | 26Fe | 24Cr |
| β_4 | M_{II} | 764,4 | 1298,79 | 3861,1 | 5041,0 | 12100 | 13140 | — | 15610 | — |
| β_3 | M_{III} | 708,79 | 1259,92 | 3824,5 | 5004,7 | — | — | — | — | — |
| γ_2 | N_{II} | 603,86 | 1065,88 | 3299,8 | 4369,5 | — | — | — | — | — |
| γ_3 | N_{III} | 597,11 | 1059,87 | — | — | — | — | — | — | — |
| γ_4 | O_{II} | 575,3 | 1025,8 | — | — | — | — | — | — | — |
| γ_4 | O_{III} | 573,6 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| γ_{13} | $P_{IV, III}$ | 568,9 | — | — | — | — | — | — | — | — |

Продолжение

| Обозначение | Переходы на L_{II} | Длина волны в X-единицах ¹ | | | | | | | | |
|-------------|-----------------------|---------------------------------------|---------|--------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | 92U | 74W | 47Ag | 42Mo | 29Cu | 28Ni | 27Co | 26Fe | 24Cr |
| η | M_I | 803,5 | 1418,1 | 4410,1 | 5836,0 | 14830 | 16170 | 17770 | 19650 | — |
| γ_5 | N_I | 634,2 | 1129,8 | 3607,3 | 4831,6 | — | — | — | — | — |
| γ_5 | O_I | 600,0 | 1079,1 | — | — | — | — | — | — | — |
| β_1 | M_{IV} | 718,51 | 1279,17 | 3926,6 | 5166,5 | 13030 | 14240 | 15620 | 17220 | 21190 |
| γ_1 | N_{IV} | 613,59 | 1096,3 | 3514,9 | — | — | — | — | — | — |
| γ_5 | O_{IV} | 593,4 | 1072,1 | — | — | — | — | — | — | — |
| I | Переходы на L_{III} | | | | | | | | | |
| | M_I | 1064,9 | 1675,0 | 4697,6 | — | 15190 | 16550 | 18200 | 20120 | — |
| | N_I | 786,79 | 1287,0 | 3798,6 | — | — | — | — | — | — |
| | O_I | 734,6 | 1221,7 | — | — | — | — | — | — | — |
| | M_{IV} | 920,62 | 1484,4 | 4153,8 | 5401 | 13306 | 14530 | 15940 | 17580 | 21530 |
| | M_V | 908,74 | 1473,36 | 4145,6 | 5395 | — | — | — | — | — |
| | N_{IV} | 755,14 | 1243,9 | — | — | — | — | — | — | — |
| | N_V | 753,07 | 1242,03 | 3693,8 | 4910 | — | — | — | — | — |
| β_6 | $O_{IV, V}$ | 724,85 | 1212,9 | — | — | — | — | — | — | — |

¹ X-единица равна 10^{-3} \AA .

различными уровнями должны происходить все возможные переходы электронов и что число линий в спектрах должно быть тем больше, чем выше атомный номер излучающего атома, т. е. чем больше в нем уровней.

Однако опыт показывает, что состав спектров, по крайней мере К и L-излучений тяжелых атомов, одинаков и число линий значительно меньше, чем можно было бы ожидать. Для объяснения этого факта эмпирически был установлен так назы-

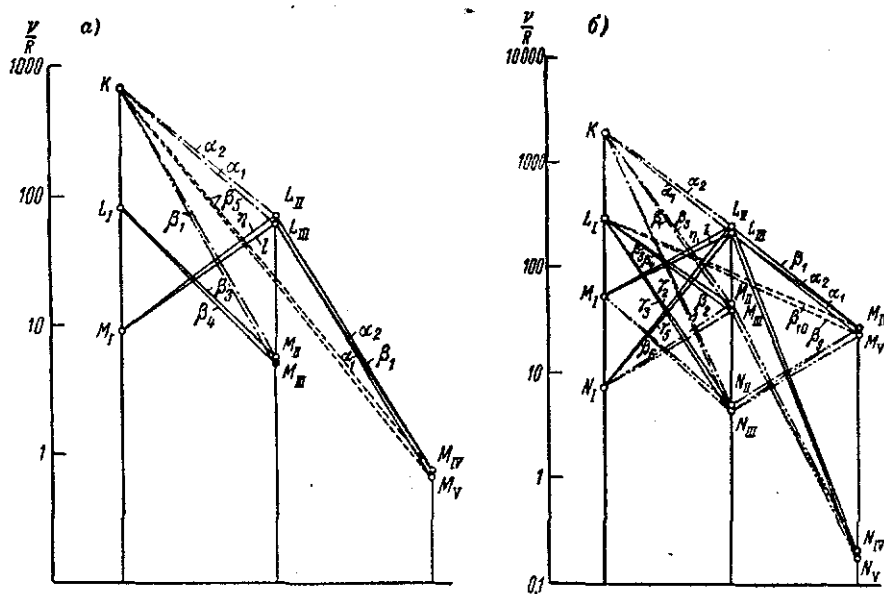


Рис. 1-51. Диаграмма возникновения спектральных линий характеристического излучения (по Зигбану): а — меди; б — серебра.

ваемый «принцип отбора» (аналогичный постулатам Бора), показывающий, что далеко не все переходы возможны, но лишь некоторые определенные, «отобранные» согласно этому принципу.

Принцип отбора был заменен «принципом соответствия» Бора, который приводит к более обоснованному отбору. Изучение принципа соответствия представляет большие трудности вследствие математической сложности.

Некоторое представление о правиле отбора «разрешенных» переходов можно получить из диаграмм (рис. 1-51), построенных следующим образом.

Параллельно оси ординат, на которой откладывается десятичный логарифм $\left(\frac{\nu}{R}\right)$, проводится несколько (2—4, в зависи-

мости от атомного номера) вертикальных линий на произвольном расстоянии друг от друга. Величина $\frac{\nu}{R}$ может служить мерой энергии уровней слоев K, L, M, . . . и называется термом рентгеновских лучей.

На первой вертикали откладываются логарифмы термов первых уровней каждого из слоев (K, L_I, M_I, N_I и т. д.); на второй вертикали — логарифмы термов второго и третьего уровней каждого из слоев L_{II}, L_{III}, M_{II}, M_{III}, N_{II}, N_{III} и т. д.); на третьей вертикали — четвертого и пятого уровней и на четвертой — шестого и седьмого уровней.

Переходы по вертикали, а также между подуровнями в каждом слое «запрещены» (не происходят) и могут происходить только по наклонным линиям снизу вверх.

Так, линии спектра K-излучения возникают при переходах электронов в точку K из уровней L_{II} и L_{III}, M_{II} и M_{III}, N_{II} и N_{III}. При этом первые два перехода образуют L-дублет K-слоя. Следующие две пары (M_{II,III} и N_{II,III}) образуют настолько тесные дублеты, что они воспринимаются обычно как одиночные линии β_1 и β_2 . Спектр L-излучения состоит из трех групп линий, которые возникают при переходах, указанных наклонными линиями, направленными в точки L_I, L_{II} и L_{III}.

Такие диаграммы уровней для серебра и меди, заимствованные из книги Зигбана, показаны на рис. 1-51.

1-29. Недиаграммные линии

Наряду с линиями характеристических спектров, хорошо укладываемых в приведенную систематику на основе диаграмм — так называемыми диаграммными линиями, наблюдается ряд линий, в особенности в спектрах K-излучения, которые не укладываются в схему переходов, изображенных на диаграмме рис. 1-48. Такие линии называются «недиаграммными» линиями и происхождение их до сего времени не имеет полного теоретического объяснения. Эти линии являются спутниками (сателлитами) основных линий, они очень слабы и расположены в сторону более коротких длин волн.

Предполагается, что для возникновения недиаграммной линии необходима одновременная ионизация атома в равноименных уровнях, а по другой гипотезе квант, дающий недиаграммную линию, возникает в результате одновременного перехода двух электронов — одного на уровень K, а другого — на один из внешних уровней. Хотя теория возникновения спутников еще не закончена, все же основной взгляд, что недиаграммные линии возникают при многократной ионизации атома, по-видимому, правилен (см. § 5-2).

ГЛАВА ВТОРАЯ РЕНТГЕНОВСКИЕ ТРУБКИ

2-1. Классификация рентгеновских трубок

Из изложенного в предыдущей главе следует, что для возбуждения рентгеновских лучей необходимо выполнение двух условий:

- 1) создание свободных электронов;
- 2) сообщение им большой скорости и последующее резкое их торможение.

Получение свободных электронов, их ускорение и торможение осуществляются в специальных электровакуумных приборах — рентгеновских трубках.

Для ускорения электронов в трубке к ее полюсам необходимо приложить высокое напряжение, источником которого служит рентгеновский аппарат.

Первые рентгеновские трубки появились около 70 лет тому назад и получили практическое применение раньше всех других видов электровакуумных приборов. За истекший период времени было сконструировано множество различных типов рентгеновских трубок, имевших различные применения и отличавшихся друг от друга как по конструкции и размерам, так и по мощности и рабочему напряжению.

Ввиду очень большого разнообразия типов и конструкций трубок их классификацию целесообразно проводить по нескольким признакам, главнейшими из которых являются следующие.

Способ получения свободных электронов

В различных типах рентгеновских трубок получение свободных электронов осуществляется различными способами, основанными на различных физических процессах. По этому признаку рентгеновские трубки разделяются на два класса.

1. Ионные трубки, в которых свободные электроны получаются в результате бомбардировки «холодного» алюминиевого катода положительными ионами, возникающими в процессе

ионизации разреженного газа между электродами трубки (при давлении порядка 10^{-3} мм рт. ст.).

2. Электронные трубки, в которых получение свободных электронов достигается применением накаливаемого катода, испускающего электроны в высоком вакууме (порядка 10^{-6} и 10^{-7} мм рт. ст.).

Подгруппой этого класса являются трубки с холодным вольфрамовым катодом (в виде иглы или пластинки с острыми ребрами), в которых для получения свободных электронов используется явление электростатической (автоэлектронной) эмиссии, т. е. явление вырывания электронов в высоком вакууме из холодного катода под действием очень сильного электрического поля на остриях.

Оба класса трубок могут быть, в свою очередь, двух видов:

1) разборные трубки, допускающие смену катода и анода, в которых необходимый вакуум создается и поддерживается во время работы непрерывно действующими насосами;

2) запаянные трубки с неизменяющимся или мало изменяющимся вакуумом.

Современные ионные трубки делаются почти исключительно разборными и применяются наряду с разборными электронными трубками при рентгеноструктурном и рентгеноспектральном (химическом) анализе, где необходимо наносить исследуемое вещество на анод (при спектральном анализе) или производить смену анодов для получения характеристического излучения необходимой длины волны (при структурном анализе).

Запаянные ионные трубки в настоящее время почти полностью вытеснены более совершенными электронными трубками. Они исторически предшествовали электронным и применялись почти исключительно в медицине для целей рентгенодиагностики и рентгенотерапии. Несмотря на это, мы в дальнейшем кратко рассмотрим устройство, принцип действия и конструкции некоторых типов ионных трубок, так как каждый инженер, изучающий современные приборы, должен быть знаком и с теми приборами, которые применялись в прошлом.

Основная область применения

Электронные рентгеновские трубки в настоящее время широко применяются в медицине и технике. В медицине они используются для рентгенодиагностики, которая производится путем рассматривания теневых картин исследуемого объекта на флуоресцирующем экране или на фотопленке, и для рентгенотерапии, заключающейся в облучении больного рентгеновскими лучами.

В технике рентгеновские трубки применяются для структурного анализа и просвечивания материалов. При структурном

анализа производится полная структура вещества путем получения и анализа дифракционных картин (рентгенограмм), возникающих при прохождении рентгеновских лучей через исследуемое вещество. Просвечивание материалов производится для обнаружения в них внутренних неоднородностей и различных дефектов (раковины, трещины и т. п.) и заключается в рассмотрении теневых картин просвечиваемого объекта на экране или рентгеновском снимке.

По назначению рентгеновские трубки разделяются на следующие основные типы:

- 1) диагностические;
- 2) терапевтические;
- 3) трубки для структурного анализа;
- 4) трубки для просвечивания материалов.

Степень защиты от неиспользуемого рентгеновского излучения и от высокого напряжения

Все перечисленные типы трубок выполняются в следующих трех вариантах:

- 1) трубки без защиты — имеют ограниченное применение (устаревший тип);
- 2) трубки защитные, т. е. трубки с защитой от неиспользуемого излучения — имеют более широкое применение в аппаратах открытого типа;
- 3) трубки безопасные, т. е. трубки без защиты или с неполной защитой, но предназначенные для работы в защитном металлическом заземленном (безопасном) кожухе с воздушной или масляной изоляцией (или в общем баке с высоковольтной частью аппарата), который обеспечивает защиту одновременно от неиспользуемого излучения и от поражения высоким напряжением, — современный основной тип трубок.

Особенности конструкции

Большинство рентгеновских трубок, имеющих массовое применение, в процессе своего развития достигло известного конструктивного однообразия. Почти все они состоят из двух электродов — анода и катода, впаянных в стеклянный баллон и расположенных по оси трубки друг против друга. Рентгеновское излучение в большинстве случаев выходит из середины трубки перпендикулярно ее оси (см. рис. 2-13).

Имеется, однако, ряд специализированных трубок, конструкции которых сильно отличаются от «нормальной» конструкции трубок широкого применения. К ним относятся:

- 1) трубки с выносным полым анодом, применяющиеся для полостной терапии и просвечивания полых изделий;

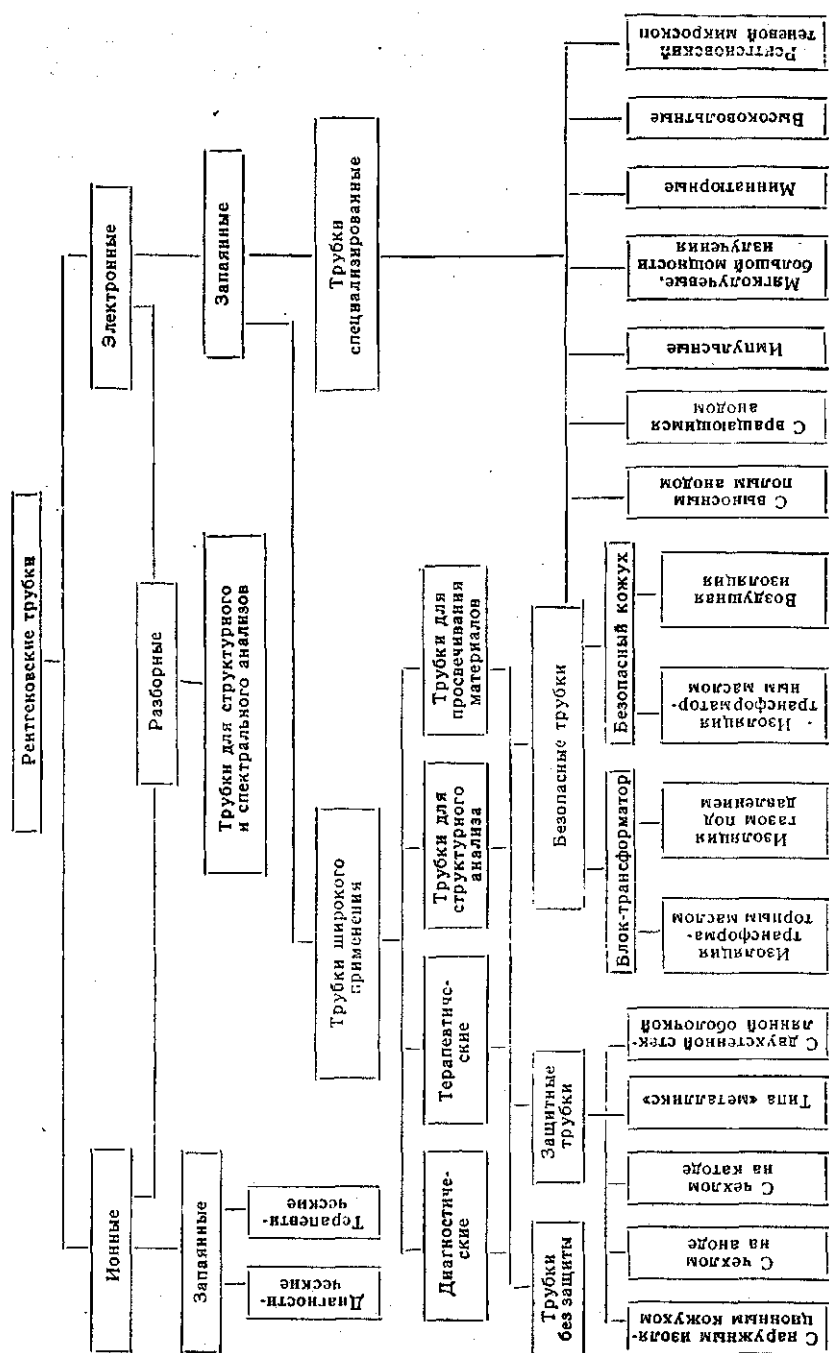


Рис. 2-1. Схема классификации рентгеновских трубок

2) трубки с вращающимся анодом, позволяющие получать большие кратковременные мощности при малом фокусе, применяющиеся в некоторых видах рентгенодиагностики;

3) трубки мягколучевые большой мощности излучения, которые могут применяться при исследовании и использовании бактерицидных и фотохимических действий рентгеновского излучения;

4) трубки импульсные, использующиеся для микросекундной рентгенографии быстро протекающих процессов;

5) трубки миниатюрные — для легких переносных аппаратов специального назначения;

6) трубки высоковольтные — для глубокой терапии и просвечивания ответственных толстых промышленных изделий;

7) острофокусная трубка — рентгеновский теневой микроскоп.

Из изложенного выше видно, что с точки зрения конструктивных особенностей можно различать:

1) трубки нормальной двухэлектродной конструкции и

2) трубки специализированных конструкций.

Классификация, составленная на основе всех перечисленных признаков, схематически представлена на рис. 2-1.

Описание основных свойств и конструкций различных типов трубок в дальнейшем проводится в соответствии с принятой классификацией.

Сначала (§ 2-2—2-6) кратко рассматриваются устройство, принцип действия и конструкции некоторых типов ионных трубок.

Все последующие параграфы этой главы посвящены электронным трубкам, причем вначале рассматриваются некоторые общие вопросы, изучение которых позволяет уяснить особенности многочисленных типов и конструкции современных электронных рентгеновских трубок и применить полученные знания для конструирования и разработки новых трубок. К этим вопросам относятся:

1. Фокусировка электронных пучков электрическими и магнитными полями.

2. Отраженные электроны и их влияние на работу трубок.

3. Нагревание анода и методы его охлаждения.

4. Общие элементы большинства рентгеновских трубок: оболочка, аноды, катоды.

2-2. Ионные трубки

Ионные трубки в настоящее время, как указывалось выше, почти полностью вытеснены более совершенными электронными трубками. Только при структурном и спектральном анализе разборные ионные трубки имеют некоторые преимущества перед

электронными. Это обусловлено тем, что в электронных трубках зеркало анода загрязняется вольфрамом, испаряющимся с накаливаемой спирали катода, вследствие чего в спектре излучения трубки появляются лишние линии характеристического излучения вольфрама, что вносит усложнения в расчеты и ошибки в результаты исследований. Поэтому, а также чтобы проследить ход развития рентгеновских трубок, ниже кратко рассматриваются принцип действия и устройство некоторых типов ионных трубок.

Ионная трубка (рис. 2-2) состоит из алюминиевого катода 1, имеющего форму вогнутого зеркала; медного с вольфрамовым или платиновым зеркалом анода (антикатада) 2, помещенного

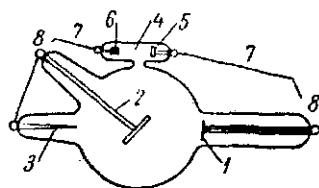


Рис. 2-2. Эскиз ионной трубки

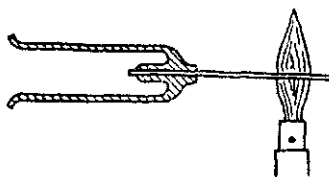


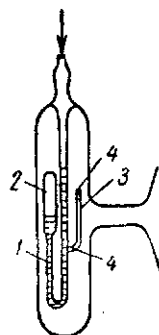
Рис. 2-3. Осморегенератор.

под углом 45° к оси катода, и вспомогательного алюминиевого анода 3, впаянных в соответствующие отростки стеклянного баллона, в котором создается вакуум порядка 10^{-3} мм рт. ст. При работе трубки вспомогательный анод соединяется проводником с азодом, оказывая, как показал опыт, благотворное влияние на работу трубки. К боковому отростку баллона припаян регенератор 4, служащий для регулирования вакуума в трубке, т. е. для введения внутрь зажегшейся трубки небольшого количества газа.

Для этой цели могут служить разрядные трубочки с электродами, снабженными кусочками пористых материалов (слода, уголь и т. п.), которые при разряде нагреваются и выделяют газы. Более совершенным является так называемый осморегенератор (рис. 2-3), представляющий собой тонкостенную платинопалладиевую трубочку (20% Pt и 80% Pd) длиной 50 мм и диаметром 1,5 мм. С одной стороны трубочка закрыта, а другим открытым концом впаяна в стеклянный отросток трубки. Действие осморегенератора основано на свойстве палладия в нагретом до красного каления состоянии пропускать водород из нагревающего его пламени.

Часто применялся ртутный вентиль (рис. 2-4), который состоит из U-образной стеклянной трубочки 1, открытый

конец которой сообщается с атмосферой; закрытый конец ее имеет уширение 2. Отверстия в отростке 3 закрыты пористыми керамическими пробочками 4, через поры которых может проходить воздух и не проходит ртуть. Трубочка наполняется ртутью, причем в расширенном ее конце оставляется небольшое



количество воздуха. При нагнетании воздуха при помощи резиновой груши ртуть в трубке опускается, сжимая пузырек воздуха 2, и открывает пористую пробочку, через которую воздух проникает в трубку. Как только прекратится нагнетание воздуха, сжатый пузырек воздуха 2 расширяется, вытесняет ртуть в начальное положение, пробочка закрывается и прерывает сообщение трубки с наружным воздухом.

2-3. Электрическая характеристика ионной трубки

Рис. 2-4. Ртутный вентиль.

Характеристика ионной трубки, выражающая зависимость напряжения на зажимах трубки от проходящего через нее тока $U=f(i)$, полученная опытным путем, имеет вид кривой a (рис. 2-5).

Такой вид характеристики ионной трубки объясняется физическими процессами прохождения тока через разреженные газы.

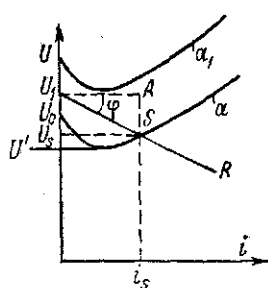


Рис. 2-5. Характеристики ионной трубки.

Пока разность потенциалов, приложенная к электродам трубки, ниже критического значения U_0 , ионизация газа не наступает и, следовательно, нет тока. Как только напряжение достигает значения U_0 , начинается ионизация газа и через газ устанавливается ток. При этом ионизация становится настолько сильной, что ток увеличивается при одновременном уменьшении напряжения. При снижении напряжения до значений, меньших U' , ионизация прекращается и прекращается ток. Наоборот, при увеличении напряжения ионизация увеличивается и соответственно растет ток через трубку.

Следовательно, в ионной трубке с увеличением напряжения увеличивается ток, т. е. в ионной трубке невозможно независимое изменение жесткости и интенсивность рентгеновского излучения. В этом заключается главнейший принципиальный недостаток ионных трубок. Другим существенным недостатком ионных трубок является неустойчивость вакуума, а следовательно, непостоянство характера ее излучения.

2.4. Фокус трубки

Участок поверхности анода, на котором тормозятся электроны и из которого выходят рентгеновские лучи, называется фокусом трубки. Величина фокуса в зависимости от назначения трубки должна быть различной. Для рентгенодиагностики и просвечивания материалов необходим по возможности малый фокус, для рентгенотерапии он может быть значительно больше. Необходимость малого фокуса в диагностических трубках и трубках для просвечивания материалов обусловлена тем, что эти трубки должны обеспечивать получение на флюоресцирующем экране или фотопленке теневых картин с резко очерченными границами. Получение же резкого изображения возможно лишь при малой площади источника излучения — фокуса. Действительно, если фокус трубки f_1 (рис. 2-6, а) представляет собой точку, то лучи, исходящие из этой точки, дадут на экране или фотопластинке резко очерченную увеличенную тень F_1 от объекта B . При конечных размерах фокуса f_2 (рис. 2-6, б) теневая картина F_2 получится окруженной полутенями, т. е. перезкой, расплывчатой.

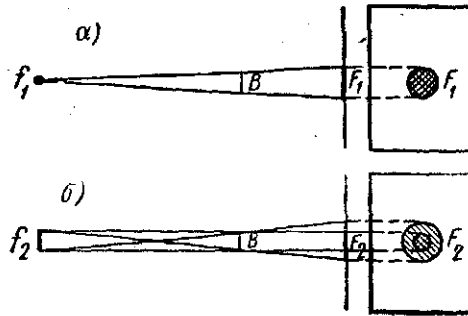


Рис. 2-6. Влияние величины фокуса на резкость тени.

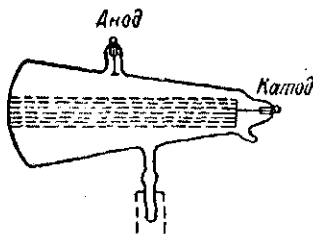


Рис. 2-7. Первая рентгеновская трубка.

2-5. Конструкция и типы ионных трубок

Оригинальная вакуумная разрядная трубка, с которой Рентген сделал свое открытие и которая является первой рентгеновской трубкой, имела грушевидную форму (рис. 2-7).

На рис. 2-8 показана наиболее совершенная ионная диагностическая рентгеновская трубка. Ее анод расположен по оси трубки. Он изготовлен в виде удлиненного полого медного цилиндра, на закрытом конце которого укреплено вольфрамовое зеркало. Водяной охладитель состоит из металлического шара, привинчивающегося к медной трубке, прикрепленной к аноду. Резервуар для охлаждающей воды снабжен стеклянной

водомерной трубкой, показывающей уровень воды в шаре, и крышкой с воронкой, служащей для предохранения от разбрызгивания горячей воды при ее кипении. Катод трубки снабжен ребристым охладителем. Для регулирования вакуума трубка снабжена ртутным вентилем (см. рис. 2-4). Трубки этой конструкции допускали секундные нагрузки до 150 ма при 40 кв.

Наиболее совершенная в техническом отношении терапевтическая ионная трубка показана на рис. 2-9. Анод ее, медный с вольфрамовым или платиновым зеркалом, расположен наклонно (около 45°) к оси катода и снабжен металлическим резервуаром для охлаждающей воды. Катод также снабжен водяным охладителем. Регенератор — осмотический. Трубки этой конструкции работали при напряжениях порядка 170—180 кв и силе тока 2—2,2 ма.

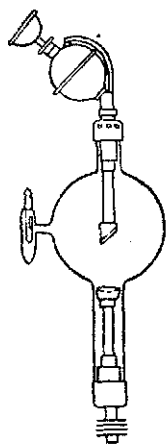


Рис. 2-8. Ионная диагностическая рентгеновская трубка.

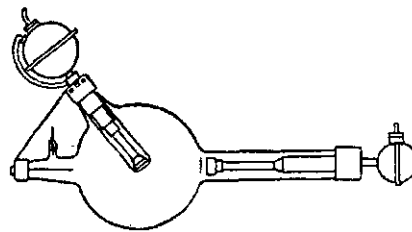


Рис. 2-9. Ионная терапевтическая рентгеновская трубка.

Обе эти трубки (рис. 2-8 и 2-9) изготовлялись в то время, когда электронные трубки уже получили широкое распространение, и были последними ионными трубками, конкурировавшими с вытеснившими их электронными трубками.

2-6. Разборная ионная трубка

Из различных типов разборных ионных трубок наибольшее распространение в практике физических лабораторий имела разборная металлическая трубка Гаддинга (рис. 2-10).

Металлическая оболочка этой трубки имеет двойные стенки, охлаждается проточной водой, проходящей по трубам 1 и 2. Вогнутый алюминиевый катод прикрепляется к медной трубке и вставляется в соответствующее углубление длинного проходного фарфорового изолятора особой формы.

Радиус кривизны зеркала катода 80 мм, причем оказалось, что для получения острого фокуса расстояние между зеркалом анода и катодом должно быть около 100 мм. Трубка снабжается

несколькими сменными анодами с зеркалами из различных металлов, которые легко вставляются в корпус трубки при помощи конического шлифа, предварительно смазываемого так называемой рамзаевской замазкой для предотвращения просачивания воздуха в трубку.

Анод через трубки 3 и 4 и катод через трубки 5 и 6 охлаждаются проточной водой.

Для выхода рентгеновских лучей на уровне зеркала анода в шейке трубки делаются окна числом от 1 до 6, диаметром от 4 до 6 мм, закрытые тонкими вальцованными алюминиевыми листочками толщиной от 0,007 до 0,015 мм.

Вакуумное уплотнение соединений фарфорового изолятора с оболочкой трубки и катодом и алюминиевого окошка с корпусом трубки достигается с помощью специальной замазки — пинна.

2-7. Первые электронные рентгеновские трубки с накалимым катодом

Принципиальные недостатки ионной трубки, указанные в § 2-3, обусловлены наличием в ней газа, без которого она не может работать, так как необходимые для возбуждения рентгеновских лучей электроны в ионной трубке возникают в процессе ионизации этого газа. Очевидно, что устранить недостатки трубки можно только при условии создания в ней высокого вакуума и использования иного принципа получения свободных электронов.

Практически решение этой задачи было осуществлено в 1913 г. Кулиджем, использовавшим свойство нагретых тел испускать электроны в высоком вакууме.

Идея использования накаливаемого катода для получения свободных электронов в рентгеновской трубке возникла еще задолго до работ Кулиджа. В 1905 г. Векельт и Тренкле сделали попытку применить накаливаемый платиновый катод, покрытый окисью кальция СаО. Однако этот катод был применен в трубке с невысоким вакуумом и поэтому оказался недолговечным, так как он быстро разрушался положительными ионами.

В 1912 г. Лилленфельд предложил конструкцию трубки, в которой накаливаемый катод защищен от разрушающего действия положительных ионов специальным электродом 3,

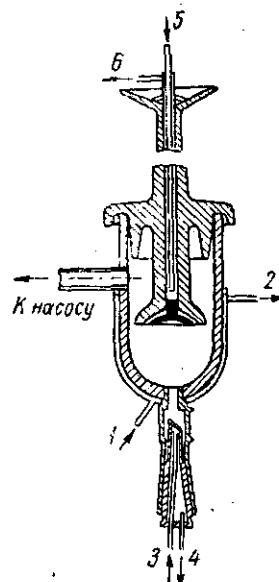


Рис. 2-10. Разборная металлическая ионная трубка Гаддинга.

расположенным между катодом 1 и анодом 4, охлаждаемым циркулирующей водой (рис. 2-11).

Электроны, испускаемые катодом 1, накаливаемым от трансформатора 5, устремляются в отверстие холодного катода 3, ускоряясь напряжением в несколько киловольт, снимаемым с высокоомного сопротивления 6, включенного последовательно с сопротивлением 7 в цепь индуктора 8. Сталкиваясь с телом катода 3, первичные электроны освобождают из него вторичные электроны, которые вместе с первичными попадают в поле, создаваемое высоким напряжением (до 200 кВ), подающимся от сопротивления 7, и, затормаживаясь на аноде, возбуждают рентгеновские лучи.

Рис. 2-11. Рентгеновская трубка с накаливаемым катодом и промежуточным электродом Пилленфельда.

Регулировка тока через трубку достигается изменением напряжения между 1 и 3 при неизменном накале катода 1, так как число

вторичных электронов, освобождающихся из катода 3, зависит от скорости первичных электронов. Фокус трубки, повторяя вид отверстия в катоде 3, имеет форму кольца.

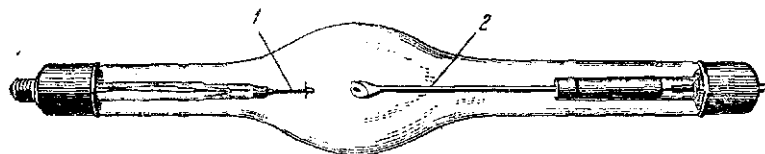


Рис. 2-12. Терапевтическая рентгеновская трубка с массивным вольфрамовым анодом.

Вследствие сложности конструкции и неудобств эксплуатации трубки этого типа не получили распространения и были вытеснены более простыми и более совершенными двухэлектродными электронными трубками Кулиджа.

Электронная трубка Кулиджа состоит из накаливаемого электрическим током катода 1 и массивного (рис. 2-12) или дискового (рис. 2-13) вольфрамового анода 2, заключенных

в стеклянный баллон, в котором создается наивысший технически достижимый вакуум. Электроны, необходимые для возбуждения рентгеновских лучей, получают в трубках этого типа из накаливаемой плоской вольфрамовой спирали (пять-шесть витков вольфрамовой проволоки диаметром 0,2 мм). Для концентрирования электронов в узкий пучок вольфрамовая спираль помещается в молибденовый цилиндр, электрически с ней свя-

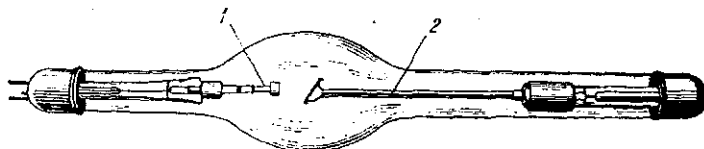


Рис. 2-13. Терапевтическая рентгеновская трубка с дисковым вольфрамовым анодом.

занный. Анодом трубки служит массивный цилиндр из кованого вольфрама, срезанный с одной стороны под углом 45° , а другим концом прикрепленный к стальному колпачку. Вакуум в трубке создается настолько высокий (10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст.), что остатки газа не принимают никакого участия в прохождении тока через трубку.

2-8. Электрическая характеристика электронной трубки

Электрической характеристикой электронной рентгеновской трубки называется кривая, которая представляет зависимость тока, проходящего через трубку, от приложенного напряжения. На рис. 2-14 дана типичная характеристика диагностической электронной трубки. Вначале ток быстро возрастает с повышением напряжения, затем рост тока замедляется и, наконец, достигает максимума и сохраняет свою величину, несмотря на увеличение напряжения. Получаемый при этом максимальный ток i_s называется током насыщения.

С повышением тока накала, а следовательно, и температуры нити ток насыщения очень сильно возрастает (рис. 2-14).

Практически в обычных диагностических трубках ток насыщения наступает при анодном напряжении порядка 10—20 кВ. Поэтому в эксплуатационных условиях электронная трубка работает на токе насыщения, и рабочая точка S находится на горизонтальной части ее характеристики (рис. 2-14).

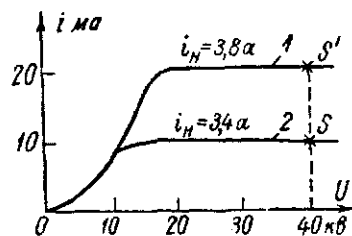


Рис. 2-14. Характеристики диагностической электронной трубки.

Из приведенных характеристик непосредственно вытекает указанная в § 2-7 возможность независимой регулировки тока и напряжения трубки. Действительно, при заданном накале катода (кривая 2) с увеличением напряжения на трубке рабочая точка смещается по горизонтальной части характеристики вправо; анодный ток остается неизменным. Увеличение тока накала катода повышает анодный ток при неизменном анодном напряжении (кривая 1). Таким образом, электронная трубка дает возможность воспроизводить режим ее работы, т. е. интенсивность и жесткость излучения, путем воспроизведения накала катода и анодного напряжения.

2-9. Фокусировка пучка электронов

Для концентрирования пучка электронов на аноде в электронных трубках применяется специальное приспособление.

В первой электронной трубке, как указывалось в § 2-7, плоская вольфрамовая спираль была помещена в металлический цилиндр, который соединялся с одним концом спирали.

Действие этого цилиндра заключается в создании благоприятного рас-

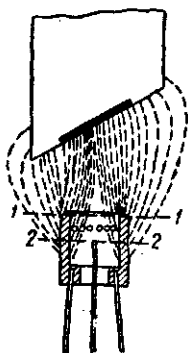


Рис. 2-15. Схема электрического поля между цилиндром катода и анодом.

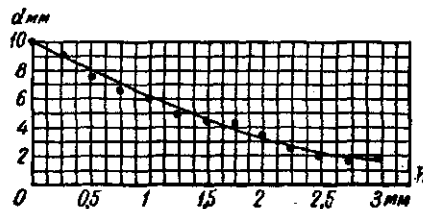


Рис. 2-16. Зависимость диаметра фокуса от глубины положения спирали в цилиндре.

пределения электрического поля между катодом и анодом, сжимающего пучок электронов к оси. Так как вблизи катода скорость электронов, испускаемых накаленной спиралью, относительно мала, то они в этом месте следуют направлению силовых линий электрического поля. В некотором отдалении от катода они приобретают большую скорость, и на дальнейшее их движение направление сил поля оказывает значительно меньшее влияние.

Форма собирающего цилиндра и положение в нем спирали, а также расстояние между катодом и анодом оказывают боль-

шое влияние на фокусировку пучка электронов, т. е. на величину фокуса трубки.

Наибольшее влияние на величину фокуса оказывает положение спирали внутри металлического цилиндра. На рис. 2-15 дана приблизительная картина электрического поля между цилиндром катода и анодом. Из рисунка видно, что если поместить внутрь собирающего цилиндра накаливаемую плоскую спираль, то выходящие из нее электроны, обладающие при выходе малыми скоростями, будут, следуя силовым линиям, собираться в более или менее узкий пучок. Для получения определенной величины фокуса накаливаемая спираль должна находиться внутри собирающего цилиндра во вполне определенном месте. Если она будет находиться слишком глубоко в цилиндре, например в положении 2—2, то пучок сконцентрируется в точку и фокус трубки получится очень острым. Если же спираль будет расположена близко к верхней кромке цилиндра (положение 1—1), то электроны образуют широкий пучок и фокус трубки получается тупой.

Таким образом, из рис. 2-15 следует, что чем глубже расположена спираль в цилиндре, тем больше концентрируется электронный пучок и тем более острым становится фокус.

На рис. 2-16 показана зависимость диаметра фокуса от глубины помещения спирали в цилиндре, полученная экспериментально.

2-10. Теория и расчет фокусировки электронов

Важнейшей проблемой, возникающей при конструировании рентгеновских трубок, является правильный выбор конфигурации фокусирующего устройства катода и положения спирали в нем, обеспечивающих получение фокуса заданных размеров, формы и строения.

При решении этой задачи используют законы геометрической электронной оптики, которая основывается на том факте, что траектория электрона в электрических и магнитных полях подобна траектории луча света в преломляющей среде. При этом эквипотенциальные поверхности электрического поля соответствуют преломляющим поверхностям линз в световой оптике.

Необходимо, однако, отметить, что при современных знаниях законов электронной оптики чрезвычайно трудно аналитически найти конфигурацию электродов, необходимую для получения заданной фокусировки электронов. Приходится рассчитывать фокусировку электронов для заданной (или выбранной) конструкции электродов трубки и затем по полученному результату изменять конфигурацию электродов и снова проверять ее пригодность.

Ниже приводятся необходимые сведения из электронной оптики для случая аксиально-симметричных полей и

параксиального пучка электронов, т. е. узкого пучка электронов, проходящих очень близко к оси симметрии поля и почти параллельно ей.

Траектория полета электронов в любом аксиально-симметричном электрическом поле определяется продольной и поперечной составляющими поля. Для вывода уравнения траектории рассмотрим движение одного электрона. При этом предположим, что он движется вблизи оси и почти параллельно ей.

Так как электрон находится вблизи оси, то можно положить, что потенциал φ в месте нахождения электрона равен потенциалу близлежащей точки оси, который обозначим через Φ , т. е. полагаем

$$\varphi(z, r) = \varphi(z, 0) = \Phi(z), \quad (2-1)$$

где r — расстояние электрона от оси;

z — координата положения электрона, отсчитанная от произвольной точки оси.

Напишем уравнения движения электрона в продольном и поперечном направлениях в аксиально-симметричном электрическом поле.

Если электрон выходит из катода с нулевой скоростью и, ускоряясь в электрическом поле, летит почти параллельно оси, то для любой точки его траектории, потенциал поля в которой равен $\Phi(z)$, имеет место следующее соотношение:

$$\frac{mv_z^2}{2} \approx \frac{mv^2}{2} = e\Phi(z). \quad (2-2)$$

В поперечном направлении радиальная составляющая поля E_r сообщает электрону радиальное ускорение

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{e}{m} E_r. \quad (2-3)$$

Чтобы получить уравнение траектории полета электрона, исключим из (2-3) время путем следующих преобразований:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz} \cdot \frac{dz}{dt};$$

так как

$$\frac{dz}{dt} = v,$$

то

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz} v; \quad (a)$$

далее

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \left(\frac{dr}{dz} \right) \cdot \quad (b)$$

Подставляя в (5) значение $\frac{dr}{dt}$ из (3), получаем

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(v \frac{dr}{dz} \right) = \frac{d}{dz} \left(v \frac{dr}{dz} \right) \frac{dz}{dt}. \quad (2-4)$$

Снова подставляя v вместо $\frac{dz}{dt}$, получаем:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = v \frac{d}{dz} \left(v \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{e}{m} E_r. \quad (2-5)$$

В уравнение (2-5) траектории электрона в аксиально-симметричном электрическом поле входят две переменные величины: скорость электрона v и радиальная составляющая поля E_r . Целесообразно выразить эти величины через потенциал $\Phi(z)$ и его производные.

Выражение для v мы получаем из уравнения (2-2), а для выражения E_r через $\Phi(z)$ поступим следующим образом.

Вообразим маленький цилиндр длиной l и радиусом r (рис. 2-17), ось которого совпадает с осью симметрии поля. Тогда число силовых линий, выходящих из этого цилиндра, должно быть равно заряду внутри цилиндра, умноженному на $4\pi\epsilon^2$ (в электромагнитной системе). Если радиальная составляющая поля на поверхности цилиндра равна E_r , то это значит, что через единицу боковой поверхности цилиндра проходит E_r силовых линий. Следовательно, через боковую поверхность цилиндра проходит силовых линий

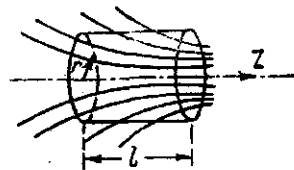


Рис. 2-17. Линии электрического поля в элементарном цилиндре.

$$2\pi r l E_r.$$

Через левое сечение цилиндра входит силовых линий

$$\pi r^2 E_z.$$

Через правое сечение выходит силовых линий

$$\pi r^2 \left(E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} l \right).$$

Следовательно, всего выходит через поверхность цилиндра силовых линий

$$2\pi r l E_r - \pi r^2 E_z + \pi r^2 \left(E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} l \right) = 2\pi r l E_r + \pi r^2 l \frac{\partial E_z}{\partial z}.$$

Это число силовых линий должно равняться

$$4\pi c^2 \pi r^2 l \rho,$$

где ρ — объемная плотность заряда в цилиндре

$$2\pi r l E_r + \frac{\partial E_z}{\partial z} \pi r^2 l = 4\pi c^2 \pi r^2 l \rho;$$

сокращая на $2\pi r l$, имеем

$$E_r + \frac{r}{2} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{r}{2} 4\pi c^2 \rho$$

или

$$E_r = \frac{r}{2} \left(4\pi c^2 \rho - \frac{\partial E_z}{\partial z} \right). \quad (2-6)$$

Из этого выражения видно, что радиальная составляющая поля E_r для малых r при данном z пропорциональна r .

Подставляя в уравнение (2-5) выражение для v из (2-2)

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\Phi}$$

и для E_r из (2-6) и учитывая, что

$$E_z = -\frac{d\Phi}{dz},$$

получим

$$\sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{e}{2m} \left(4\pi c^2 \rho + \frac{d^2 \Phi}{dz^2} \right) r. \quad (2-7)$$

Вынося из-под знака дифференциала постоянную величину $\sqrt{\frac{2e}{m}}$, получим уравнение траектории электрона в окончательном виде:

$$\frac{2e}{m} \sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \left(\sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{e}{2m} \left(4\pi c^2 \rho + \frac{d^2 \Phi}{dz^2} \right) r$$

или

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \right) = -\left(\pi c^2 \rho + \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2 \Phi}{dz^2} \right) r. \quad (2-8)$$

Пренебрегая действием объемного заряда, что в рентгеновских трубках допустимо (высокое напряжение и малая плотность тока), имеем

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} \cdot \frac{d^2 \Phi}{dz^2}. \quad (2-9)$$

Выполняя дифференцирование $\frac{d}{dz}$, получим это уравнение в другом виде:

$$\sqrt{\Phi} \left(\frac{1}{2\sqrt{\Phi}} \cdot \frac{dr}{dz} \cdot \frac{d\Phi}{dz} + \sqrt{\Phi} \frac{d^2r}{dz^2} \right) = -\frac{r}{4} \cdot \frac{d^2\Phi}{dz^2}.$$

Вводя обозначение производных от Φ по z штрихами, можно переписать это уравнение так:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{\Phi'}{2\Phi} \cdot \frac{dr}{dz} + \frac{r}{4} \cdot \frac{\Phi''}{\Phi} = 0. \quad (2-10)$$

Уравнения (2-9) и (2-10) являются основными уравнениями электронной оптики аксиально-симметричных электростатических полей.

Из этих уравнений непосредственно вытекают такие следствия:

1. То, что в уравнение (2-10) не входят заряд e и масса m , означает, что в данном поле траектории движения всяких заряженных частиц (ионов и электронов) одинаковы.

2. Уравнение (2-10) однородно относительно Φ . Из этого следует, что увеличение в определенное число раз потенциала во всех точках пространства не оказывает влияния на форму траекторий. Стало быть, можно увеличить потенциалы всех электродов, создающих данное поле, в одинаковое произвольное число раз, не изменяя траектории электрона, так как при этом форма эквипотенциальных поверхностей не изменяется, но значения потенциалов поверхностей и напряженность поля возрастают в то же число раз.

3. Уравнение (2-10) также однородно относительно r и z . Поэтому при увеличении всех размеров электродов и расстояний между ними в одинаковое число раз размеры эквипотенциальных поверхностей и расстояния между ними увеличатся, а напряженность поля уменьшится в то же число раз. Следовательно, траектория электрона увеличится в то же число раз, сохраняя подобную форму.

Таким образом, можно изменять размеры электродов и потенциалы их в произвольное число раз, при этом траектории электронов сохраняют подобную форму. Этим обстоятельством с успехом пользуются при экспериментальном исследовании электростатических полей и построении траекторий электронов в этих полях.

2-11. Экспериментальное изучение электростатического поля методом электролитической ванны

Принцип электролитической ванны. Экспериментальное изучение электростатического поля заключается в построении эквипотенциальных поверхностей этого поля.

Наиболее простым и достаточно точным является метод электролитической ванны, который заключается в экспериментальном определении потенциала в поле увеличенной модели электродов с помощью зонда.

Этот метод основан на принципе неизменяемости распределения потенциала в пространстве между электродами при замене вакуума однородной проводящей жидкостью, т. е. на законе подобия силовых линий в электростатическом поле и линий тока в электролите между теми же электродами.

Однако это имеет место лишь тогда, когда ванна велика и влияние стенок ничтожно. Ограничивающие стенки ванны, сде-

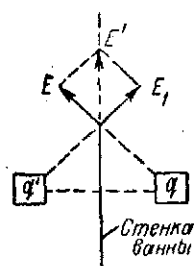


Рис. 2-18. Схема влияния стенки электролитической ванны.

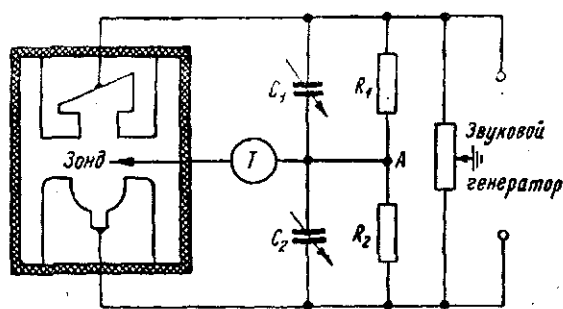


Рис. 2-19. Схема электролитической ванны.

ланные из идеального диэлектрика, действуют на распределение потенциала в ванне так, как зеркально отображенные электроды с теми же потенциалами. Действительно, два одинаковых одноименных заряда q и q' создают в любой точке плоскости расположения «зеркала» (стенки ванны) силы E и E_1 , равнодействующая которых E' лежит в этой плоскости, и, следовательно, нормальная составляющая поля в этой точке равна нулю (рис. 2-18); нормальная составляющая тока у поверхности диэлектрика также равна нулю.

Этот искажающий эффект ограничивающих поверхностей используется при исследованиях систем, имеющих аксиальную или плоскую симметрию. Электроды (модели) можно разрезать по плоскостям симметрии и устанавливать их в ванне таким образом, чтобы поверхность уровня воды или поверхность стенок совпадала с плоскостью разреза; тогда отражение в плоскости диэлектрика дополнит недостающие части электродов. Это дает возможность измерять распределение потенциала внутри электродов, помещая зонд у самой поверхности жидкости (воды) и уменьшая тем искажающее действие зонда.

...измерений. Для проведения измерений изготовляют увеличенные модели электродов, разрезанные по плоскости симметрии и помещают их в наполненную водой электролитическую ванну, стенки и дно которой сделаны из изоляционного материала. К электродам прикладывают переменное напряжение звуковой частоты, получаемое от звукового генератора (рис. 2-19). Переменное напряжение применяется во избежание явления поляризации, искажающей распределение потенциала в поле электрслита, а звуковая частота дает возможность пользоваться телефоном для определения отсутствия тока на зонд.¹

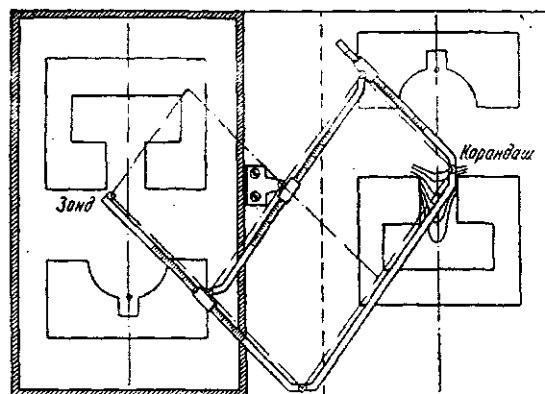


Рис. 2-20. Устройство для записи эквипотенциальных кривых (пантограф).

Параллельно ванне в цепь звукового генератора включаются магазин сопротивления R_1 и R_2 , к средней точке А присоединяется зонд, потенциал которого

$$\varphi = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U \quad \text{или} \quad \frac{\varphi}{U} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot 100\%. \quad (2-11)$$

Здесь U — напряжение, создаваемое звуковым генератором, величина которого не имеет значения, так как потенциал зонда обычно выражается не в абсолютной мере, а в процентах от приложенного к электродам модели напряжения.

Если поместить в произвольную точку поля зонд при этом потенциале (рис. 2-19), то на зонд будет ответвляться ток. При перемещении зонда в поле ток будет увеличиваться или уменьшаться в зависимости от разности потенциалов зонда и данной точки; когда потенциал в данной точке поля равен потенциалу зонда, ток на зонд отсутствует, что отмечается минимумом звука

¹ Часто пользуются визуальным нуль-индикатором с электронно-лучевой трубкой.

в телефоне, включенном в цепь зонда, или минимумом размера пятна на экране электронно-лучевой трубки.

Таким образом, можно найти ряд точек, имеющих потенциал зонда, т. е. положение эквипотенциальной поверхности. Задавая различные потенциалы зонду путем изменения соотношения сопротивлений R_1 и R_2 , можно определить положение различных эквипотенциальных поверхностей и таким образом изучить все поле, представив его в виде сетки эквипотенциальных поверхностей (см. рис. 2-27). Каждая из этих поверхностей обозначается соответствующим ей потенциалом в процентах от напряжения между электродами.

Для уменьшения влияния индуктивных и емкостных связей в проводах и компенсации емкости электродов включают «реостат заземления» и конденсаторы C_1 и C_2 , при помощи которых можно добиться более острого минимума звука в телефоне.

Для удобства нанесения на бумагу точек поля заданного на зонд потенциала применяют пантограф, вычерчивающий линии равного потенциала (рис. 2-20).

2-12. Графоаналитические методы построения траекторий электронов

В большинстве практических расчетов фокусировки аналитические методы не применимы и приходится пользоваться приближенными графоаналитическими методами построения траекторий полета электронов в экспериментально измеренном поле.

В зависимости от формы поля применяются различные методы построения траекторий электронов. Некоторые из них рассматриваются ниже. Они удобны тем, что при известном навыке цель достигается сравнительно быстро и достаточно точно.

Метод «плоского конденсатора»

Этот метод применим для полей, близких к равномерному полю плоского конденсатора, и заключается в том, что последовательные участки поля заменяются плоскими конденсаторами, обкладками которых служат эквипотенциальные поверхности, ограничивающие данный участок поля. При этом действительная криволинейная траектория электрона заменяется близкой ей ломаной линией.

Пусть электрон e влетает со скоростью v_i под углом α_i в точке A в пространство между двумя эквипотенциальными поверхностями φ_i и φ_{i+1} (рис. 2-21).

Проведем из середины отрезка AB среднюю эквипотенциальную φ и нормаль к ней NN .

Разложим скорость электрона v_i на две составляющие: нормальную и касательную к поверхности φ . Нормальная состав-

ляющая v_n возрастает в ускоряющем поле ($\varphi_{i+1} > \varphi_i$) и уменьшается в тормозящем поле ($\varphi_{i+1} < \varphi_i$), а составляющая v_t , касательная к эквипотенциальной поверхности, остается неизменной.

Поэтому можно написать равенство

$$v_t = v_i \sin \alpha_i = v_{i+1} \sin \alpha_{i+1}, \quad (2-12)$$

где v_i и v_{i+1} — скорости электронов при входе в i -ю и $(i+1)$ -ю эквипотенциальные поверхности;

α_i и α_{i+1} — углы между направлениями скоростей и нормалью NN к средней эквипотенциали φ .

Выражая скорости через потенциалы φ_i и φ_{i+1} :

$$v_i = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\varphi_i};$$

$$v_{i+1} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{\varphi_{i+1}}, \quad (2-13)$$

имеем

$$\sin \alpha_i \sqrt{\varphi_i} = \sin \alpha_{i+1} \sqrt{\varphi_{i+1}} \quad (2-14)$$

или

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_{i+1}} = \frac{\sqrt{\varphi_{i+1}}}{\sqrt{\varphi_i}}, \quad (2-15)$$

т. е. синусы углов α_i и α_{i+1} обратно пропорциональны квадратным корням из потенциалов.

Пользуясь этой формулой, можно применить следующий метод построения траекторий электронов.

1. В направлении скорости v_i проводим прямую до пересечения с соседней поверхностью φ_{i+1} .

2. Из середины отрезка, заключенного между поверхностями φ_i и φ_{i+1} , проводим среднюю эквипотенциаль φ и нормаль к ней NN .

3. На продолжении прямой AB находим точку C , отстоящую от нормали NN на расстоянии, равном величине $\sqrt{\varphi_{i+1}}$, выраженной в произвольном масштабе. Через точку C проводим дугу окружности с центром в точке O . Отрезок $CD = \sqrt{\varphi_{i+1}}$, очевидно, пропорционален $\sin \alpha_i$.

4. На дуге отмечаем точку E , отстоящую от нормали NN на расстоянии, равном $\sqrt{\varphi_i}$ (пропорциональном $\sin \alpha_{i+1}$), выраженный в том же масштабе. Направление скорости электрона v_{i+1} при выходе из эквипотенциала φ_{i+1} определится отрезком OE .

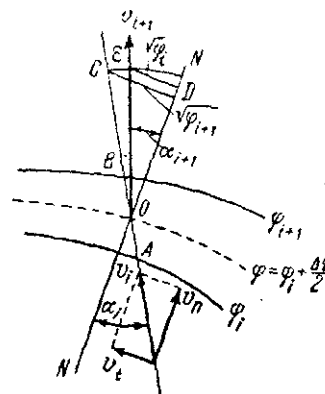


Рис. 2-21. Построение траектории электрона методом «плоского конденсатора».

Далее процесс построения повторяется для следующего интервала между линиями φ_{i+1} и φ_{i+2} .

Несколько более точные результаты получим, если вместо потенциалов φ_i и φ_{i+1} введем средние значения потенциалов $\frac{\varphi_i + \varphi}{2}$ и $\frac{\varphi_{i+1} + \varphi}{2}$.

Если эквипотенциальные поверхности построены с одинаковыми и небольшими интервалами потенциалов, то можно не строить средней эквипотенциальной, а рассматривать три смежные эквипотенциальные поверхности φ_1 , φ_2 и φ_3 и построения вести относительно средней эквипотенциальной поверхности φ_2 , пользуясь формулой:

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_{i+1}} = \frac{\sqrt{\varphi_2 + \varphi_3}}{\sqrt{\varphi_1 + \varphi_2}}. \quad (2-16)$$

Метод «радиусов кривизны»

Построение траекторий электронов в неравномерных полях производится методом «радиусов кривизны», причем действительная траектория электрона заменяется кривой, составленной из отрезков дуг окружностей, плавно переходящих одна в другую.

Рассматривая элемент траектории между двумя соседними эквипотенциальными поверхностями как часть окружности, можно написать равенство между центростремительными силами

$$\frac{mv^2}{\rho} = eE_n. \quad (2-17)$$

Выражая скорость электрона через разность потенциалов ($mv^2 = 2e\varphi$), получаем

$$\frac{1}{\rho} = \frac{E_n}{2\varphi} \quad \text{или} \quad \rho = \frac{2\varphi}{E_n}, \quad (2-18)$$

где ρ — радиус кривизны траектории;

φ — средний потенциал для рассматриваемого малого отрезка траектории;

$E_n = \left| \frac{d\varphi}{dn} \right|$ — численное значение составляющей напряженности поля в направлении нормали к траектории электрона.

При определении радиуса кривизны траектории электрона необходимо уметь находить значение E_n .

Пусть электрон влетает в пространство между двумя соседними эквипотенциальными поверхностями φ_i и φ_{i+1} под некоторым углом со скоростью v_i (рис. 2-22). Проведем прямую ab ,

совпадающую по направлению с v_i до пересечения с эквипотенциалью φ_{i+1} . Строим перпендикуляр к этой прямой в середине отрезка ab и продолжаем его в обе стороны до пересечения с поверхностями φ_i и φ_{i+1} . При этом получаем два отрезка $co=x_1$ и $Od=x_2$. По величинам этих отрезков может быть вычислено среднее значение E_n с помощью формулы

$$E_n = \frac{\Delta\varphi}{x_1 + x_2} \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right), \quad (2-19)$$

где $\Delta\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_{i+1} - \varphi_i)$ — половина разности потенциалов соседних эквипотенциальных поверхностей φ_{i+1} и φ_i .

Если нормаль к траектории (к линии ab) не пересекает обе соседние эквипотенциальные поверхности, то величину E_n находят проектированием $E_s = \left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta S} \right)$

на нормаль к траектории, где ΔS — минимальное расстояние точки O от поверхности φ_i .

При построении траектории электрона методом радиусов кривизны сначала определяют по формуле (2-19) E_n . Затем по формуле (2-18) вычисляется радиус кривизны траектории в данной точке. На перпендикуляре к направлению скорости v_i откладывается отрезок aA , равный ρ , и из его конца, как центра, проводится дуга окружности до пересечения с поверхностью φ_{i+1} .

Перпендикуляр к радиусу $a'A$ дает направление скорости электрона v_{i+1} при выходе из поверхности φ_{i+1} . Дальше построение повторяется.

Радиус кривизны траектории электрона можно определить графически, не производя вычисления нормальной составляющей поля E_n . Для этого преобразуем формулу (2-18) следующим образом: сначала определим приблизительное направление вектора поля E , опуская перпендикуляр из точки A пересечения пути электрона с φ_1 на эквипотенциальную линию φ_2 (рис. 2-23). Под прямым углом к линии AB проведем линию BC до пересечения с нормалью к вектору скорости v_i в точке C . Очевидно, что компонента поля E_n , перпендикулярная к пути электрона, должна лежать на нормали к вектору скорости и центр кривизны дуги траектории должен также находиться на этой же линии.

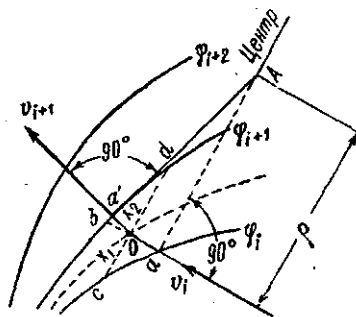


Рис. 2-22. Построение траектории электрона методом «радиусов кривизны».

Если обозначить угол между векторами v_1 и E через α , то из рис. 2-23 следует, что

$$E_n = E \sin \alpha; \quad (a)$$

$$E = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{AB}; \quad (б)$$

$$AB = AC \sin \alpha. \quad (в)$$

Подставляя (в) в (б) и затем полученное выражение в (а), имеем

$$E_n = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{AC}, \quad (2-20)$$

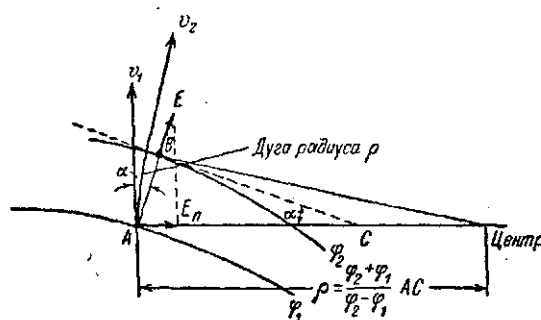


Рис. 2-23: Графический способ построения траектории электронов методом «радиусов кривизны».

откуда

$$\rho = \frac{2\bar{\varphi}}{E_n} = \frac{2\bar{\varphi}}{\varphi_2 - \varphi_1} AC = \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{\varphi_2 - \varphi_1} AC. \quad (2-21)$$

Таким образом можно быстро и достаточно точно построить всю траекторию, которая будет составлена из отрезков дуг окружностей, плавно переходящих одна в другую.

В том случае, когда построение начинается с поверхности катода, можно положить, что электрон выходит по нормали к поверхности катода и начальный радиус кривизны его пути в три раза больше, чем радиус кривизны линий сил поля в точке выхода электрона.

2-13. Метод резиновой модели

Рассмотренные выше графоаналитические методы построения траекторий электронов требуют большой затраты времени на получение картины электрического поля и большой вычислительной и графической работы при построении траекторий.

В случае двухмерного поля проще и удобнее воспользоваться методом резиновой модели, позволяющим непосредственно наблюдать и фотографировать траектории электронов на механической модели, воспроизводящей потенциальный рельеф электрического поля в междueleктродном пространстве исследуемой фокусирующей системы.

Для изготовления такой модели применяется обыкновенная хирургическая резина толщиной 0,5—1 мм, которая равномерно натягивается на металлическую раму размерами приблизительно 1×1 м. Увеличенные модели электродов делаются обычно из медной или алюминиевой ленты, которая изгибается по форме сечений электродов. Все электроды жестко укрепляются на основной горизонтальной плите на высоте, пропорциональной отрицательному потенциалу, приложенному к действительному электроду. Расстояние между электродами увеличивается в такое же число раз, как и размеры модели электродов. На построенную модель системы электродов накладывается резиновая мембрана, которая прижимается к модели таким образом, чтобы она соприкасалась со всей поверхностью каждого электрода. Поверхность мембраны при этом оказывается не плоской, но с определенным рельефом, соответствующим распределению потенциала в пространстве между действительными электродами.

Если теперь пустить стальной шарик диаметром 4—5 мм с поверхности катода с нулевой скоростью, то горизонтальная проекция пути шарика представит собой график траектории электрона в исследуемой системе электродов.

В случае необходимости траектории шариков можно фотографировать. При этом лучше применить черную резину и освещать ее сверху прерывистым светом, а время экспозиции выбрать равным времени движения шарика. При этом траектория шарика зафиксирована на фотопленке в виде пунктирной линии, причем расстояния между точками, очевидно, будут пропорциональны скорости движения шарика в различных участках «линзы».

Главное преимущество этого метода перед ранее рассмотренными заключается в том, что с его помощью можно непосредственно и довольно легко определить основные свойства любой электронно-оптической системы (обладающей плоской симметрией). Легко можно менять потенциалы и форму различных электродов и наблюдать влияние этих изменений на траектории электронов и таким образом быстро подобрать оптимальную конфигурацию электродов, обеспечивающую необходимую фокусировку.

Точность этого метода несколько ниже точности вышеописанных графоаналитических методов построения траекторий электронов, но только при условии тщательного выполнения последних.

Резиновая модель, изготовленная автором, показана на рис. 2-24.

В качестве иллюстрации эффективности этого метода для исследования электронно-оптических систем рассмотрим опи-

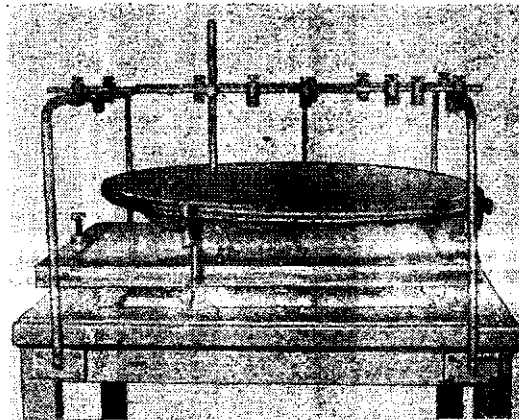


Рис. 2-24. Фотография установки с резиновой мембраной.

санный в литературе случай использования резиновой модели в связи с проектированием электростатического электронного умножителя. Путем исследования электронных траекторий

в электрических полях различной формы с помощью этого метода была найдена форма фокусирующих электродов многокаскадного электронного умножителя, необходимая для того, чтобы перевести все электроны с каждой поверхности на следующую под влиянием только электростатических полей.

На рис. 2-25 показаны сечения оптимальной формы электродов (жирные линии) и траектории электронов (сплошные линии со стрелками).

Испытания электронного умножителя, изготовленного с электродами, имеющими форму, определенную этим методом, дали хорошие результаты.

Следует заметить, что математическое решение такой задачи практически невозможно даже с помощью приближенных

Поэтому метод резиновой модели очень удобен для и достаточно точного исследования электронно-оптических систем. В сложных или мало изученных системах он может сказаться чрезвычайно полезным, а иногда и незаменимым.

В качестве другого примера на рис. 2-26 приведена полученная методом резиновой мембраны фотография «траекторий электрона» в поле системы, состоящей из двух заряженных до потенциала катода параллельных плоских электродов, между которыми помещена положительно заряженная сетка.

2-14. Пример исследования фокусировки электронов в рентгеновской трубке

В качестве примера исследования фокусировки электронов в рентгеновской трубке графоаналитическими методами приведем результаты одной работы, выполненной под руководством В. С. Лукошкова (Ленинград). Целью этой работы было выяснить влияние глубины положения спирали в фокусирующем устройстве катода рентгеновской трубки типа БДК-85 на ширину и форму фокуса. Анод трубки снабжен металлическим защитным чехлом со щелеобразным осевым отверстием для входа электронов, выходящих из винтовой спирали катода. Фокус трубки имеет форму полоски (линейный фокус, см. § 2-25).

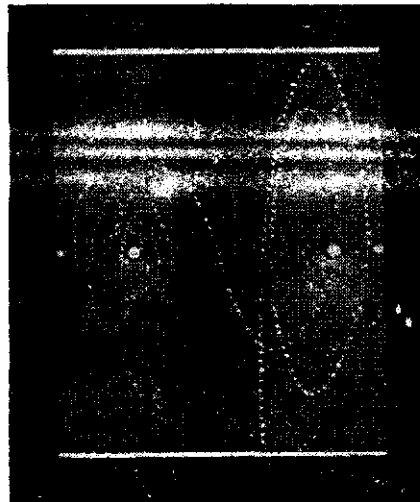


Рис. 2-26. Траектория электрона, полученная методом резиновой мембраны.

Так как длина спирали значительно больше ее диаметра, то при всех измерениях и расчетах принималось, что длина спирали, фокусирующего устройства и щели в чехле анода бесконечно велика в сравнении с их шириной, т. е. что поле, образующееся между электродами этой трубки, обладает плоскостью симметрии.

Сечение электродов плоскостью, проходящей через ось трубки перпендикулярно оси спирали, показано на рис. 2-27.

При исследовании поля в электролитической ванне были изготовлены модели электродов, увеличенные в 24 раза.

Для более точного измерения поля вблизи спирали катода этот участок фокусирующего устройства и спирали был увеличен

в 72 раза и было определено положение эквипотенциальных линий при потенциалах от 3 до 0,01% от приложенного напряжения (рис. 2-28). Такое увеличение было достигнуто без изменения размеров ванны путем замены трехпроцентной эквипотенциальной поверхности металлическим электродом той же формы

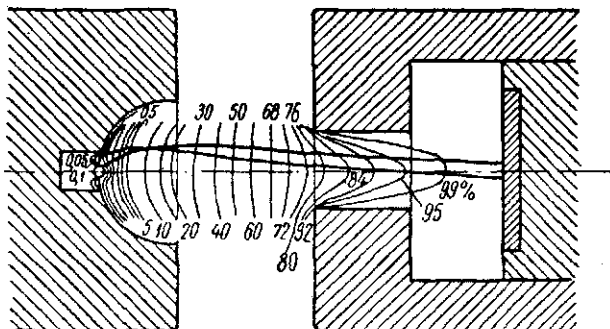


Рис. 2-27. Разрез электродов трубки типа БДК-85 и вид эквипотенциальных линий, полученных с помощью электролитической ванны.

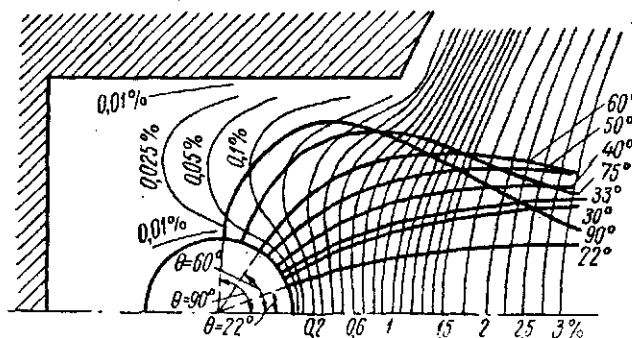


Рис. 2-28. Поле и траектории электронов вблизи катода при глубоком положении спирали.

и размеров. Траектории электронов, выходящих из различных точек поверхности спирали, построенные в этом участке поля методом радиусов кривизны, показаны жирными линиями.

Как видно из рис. 2-28, траектории электронов, выходящих из различных точек спирали, находящихся под различными углами к оси катода, имеют различную форму; некоторые из них пересекают ось симметрии, так что электроны, выходящие с боковой поверхности спирали, расположенной над осью трубки,

попадают на анод в точки, расположенные ниже оси трубки (рис. 2-27).

Влияние положения спирали в фокусирующем устройстве катода на форму и положение эквипотенциальных линий и на траектории электронов видно из сравнения рис. 2-28 и 2-29, относящихся к двум случаям, отличающимся друг от друга только глубиной положения спирали.

Ширина и форма фокуса, т. е. распределение плотности электронов по поверхности фокуса, хорошо иллюстрируются кривыми рис. 2-30. Здесь по оси абсцисс отложены углы θ , обра-

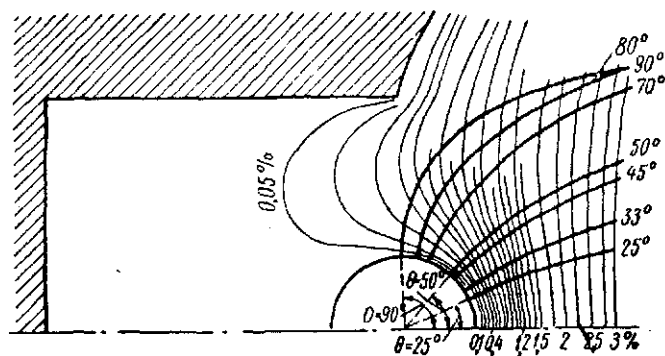


Рис. 2-29. Поле и траектории электронов вблизи катода при менее глубоком положении спирали.

зуемые радиусами спирали, проведенными в точки выхода электронов, с осью трубки, а по оси ординат — расстояния от оси фокуса точек попадания электронов на анод. Кривая рис. 2-30, а соответствует рис. 2-28, кривая рис. 2-30, б — рис. 2-29, причем сплошные кривые дают точки попадания электронов, выходящих из верхней половины поверхности спирали, а пунктирные — из нижней половины.

Из этих кривых непосредственно определяется ширина фокуса

$$f = \frac{2y_{\max}}{n}, \quad (2-22)$$

где n — увеличение модели электродов; в данном случае $n=24$.

Нетрудно также получить кривые распределения плотности электронов по ширине фокуса, если допустить, что число электронов, испускаемых единицей поверхности спирали катода, не зависит от угла θ , что, по-видимому, имеет место. На это указывает наличие тока насыщения в трубках этой конструкции при рабочих напряжениях (40—80 кВ).

Построение кривой распределения плотности электронов, т. е. числа электронов, попадающих на единицу ширины фокуса, можно выполнить следующим образом.

Разобьем ширину фокуса f на ряд узких полосок одинаковой ширины $\Delta f_1 = \Delta f_2 = \Delta f_3 = \dots$, отстоящих от оси фокуса на расстояниях f_1, f_2, f_3, \dots . Тогда проекции частей кривых, заключенных между двумя горизонтальными параллельными линиями, проведенными из концов рассматриваемого отрезка Δf_i , дадут ту

угловую ширину $\Delta \theta_i$ поверхности спирали, из которой выходят электроны, попадающие на данную полоску Δf_i фокуса. Если сделанное выше предположение справедливо, то измеренная угловая ширина $\Delta \theta_i$ может служить мерой средней плотности электронов σ на этой полоске фокуса Δf_i :

$$\sigma = N \frac{\Delta \theta_i}{\Delta f_i},$$

где N — число электронов, испускаемых единицей поверхности спирали катода.

Построенные таким образом кривые распределения плотности электронов по ширине фокуса изображены на рис. 2-30 справа и наглядно показывают, какое большое значение имеет сравнительно небольшое смещение спирали в фокусирующем устройстве катода. Фотографирование фокусов трубок, имевших катоды с рассмотренными здесь положениями спиралей, вполне под-

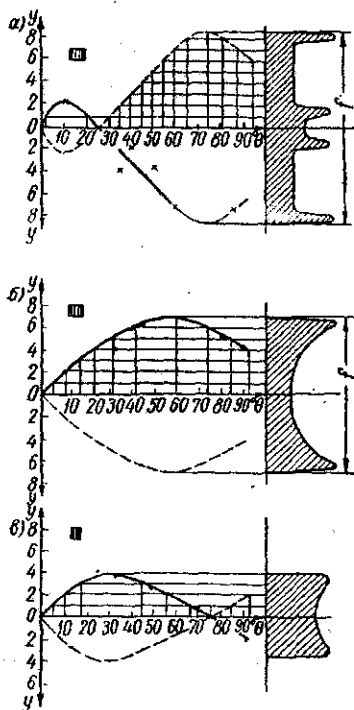


Рис. 2-30. Распределение плотности электронов по поверхности фокуса при трех различных положениях спирали (y в см).

тверждает результаты исследования; схематическое изображение фотографии фокусов показано на том же рисунке наверху, слева.

2-15. Определение величины фокусного пятна

Ввиду большого значения величины фокуса в рентгенодиагностике необходимо уметь количественно оценивать величину фокуса путем измерения. Достаточно точное определение величины фокусного пятна можно произвести измерением

снимка на фотопленке, сделанного с помощью камеры с узкой щелью. Устройство такой камеры очень просто и может быть выполнено в любой лаборатории (рис. 2-31).

В стенке свинцовой коробки, плотно закрытой свинцовой крышкой K , имеется отверстие, в которое плотно вставляется свинцовая пробка Π с осевым каналом, имеющим форму двух конусов, сходящихся своими вершинами и имеющих общую ось. Конические углубления в пробке сообщаются между собой отверстием с диаметром, обычно равным 0,2 мм. Для более точных измерений это отверстие может быть сделано меньше (0,1 мм).

К стенке, расположенной против отверстия с пробкой, прикрепляется фотографическая пленка P , завернутая в конверт из черной (светонепроницаемой) бумаги.

При фотографировании фокуса рентгеновской трубки камера располагается против среза анода таким образом, чтобы центр фокуса, отверстие в пробке камеры и середина фотопленки находились на одной прямой. Если расстояние между фокусом трубки и отверстием камеры выбрано равным расстоянию между отверстием и фотопленкой, то изображение фокуса получится приблизительно в натуральную величину. При этом степень почернения различных участков снимка фокуса характеризует распределение электронов по поверхности фокуса. Простое геометрическое построение хода лучей через отверстие конечных размеров d показывает, что изображение F' будет шире истинного фокуса F на $2d$, т. е. величина эффективного фокуса может быть вычислена по формуле

$$F = F' - 2d. \quad (2-23)$$

Это соотношение имеет место при равных расстояниях $L_1 = L_2$ и при определенной экспозиции. Оказывается, что размер изображения фокуса зависит от экспозиции и растет с увеличением степени почернения фотопленки.

Нетрудно видеть из рис. 2-31, что кромка d на изображении имеет неодинаковую степень почернения по ширине, а именно: к краям она светлее. Поэтому при слабом общем почернении

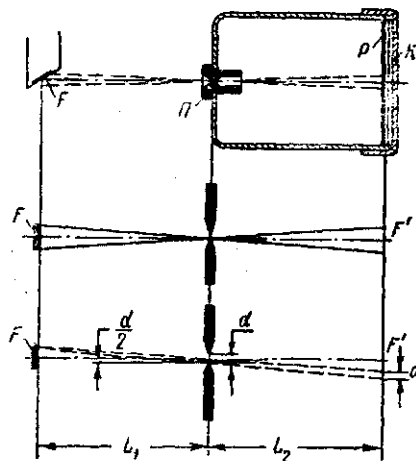


Рис. 2-31. Эскиз камеры с узким отверстием.

пленки края не будут заметны и указанная поправка $2d$ будет чрезмерно большой. Наоборот, при слишком большой экспозиции почернение распространяется на большую ширину. Опыт показывает, что при отверстии $d=0,2$ мм, расстояниях $L_1=L_2=150$ мм и нагрузке трубки 50 кв, 2 ма в течение 10 сек измеренная ширина фокуса очень близка к $F+d$.

Если расстояния L_1 и L_2 не равны между собой, то формула для вычисления истинной величины эффективного фокуса принимает следующий вид:

$$F = \frac{L_1}{L_2} F' - d \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \right). \quad (2-24)$$

На рис. 2-32 показаны фотоснимки фокусов различной формы, полученные описанным выше способом.

Точное определение размера фокусного пятна высоковольтных трубок (0,5—2 Мв) представляет значительные трудности. Большая проникающая способность излучения таких трубок исключает возможность применения обычных камер с узким отверстием, так как тонкие кромки отверстия прозрачны для жесткого излучения. Для точного определения размеров фокусов высоковольтных трубок был разработан специальный аппарат, который состоит из двух толстых свинцовых блоков, соединенных так, что между ними образуется точно определенная широкая вертикальная щель толщиной 0,05 мм. Это устройство помещается под мишенью (зеркалом трубки) и имеет поступательно-возвратное движение вдоль линии, перпендикулярной к плоскости вертикальной щели.

Неподвижная пленка помещается горизонтально под движущимися блоками.

Ширина почерненной линии на пленке дает приблизительный размер фокусного пятна в одном направлении. Поворотом аппарата на 90° около вертикальной оси можно получить вторую линию, которая дает размер пятна в другом направлении и положение его на мишени. Этот метод позволяет точно определять положение на мишени и размеры фокусного пятна диаметром до 0,15 мм в трубках, работающих при напряжениях до 2 Мв (рис. 2-123).

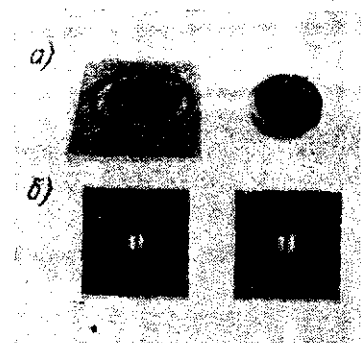


Рис. 2-32. Фотоснимки фокусов рентгеновских трубок: а — круглые фокусы, б — линейчатые фокусы.

2-16. Фокусировка электронов аксиально-симметричным магнитным полем «короткой» катушки

В некоторых конструкциях современных рентгеновских трубок часто оказывается невозможным сконцентрировать электронный пучок одним электростатическим полем, образующимся между катодом и анодом. Например, в трубках с длинным полым анодом (§ 2-28) или в высоковольтных многосекционных трубках расстояние между катодом и зеркалом анода (или длина пути электронов) настолько велико, что практически не удастся получить необходимую фокусировку пучка электронов обычным приемом — электростатической фокусировкой.

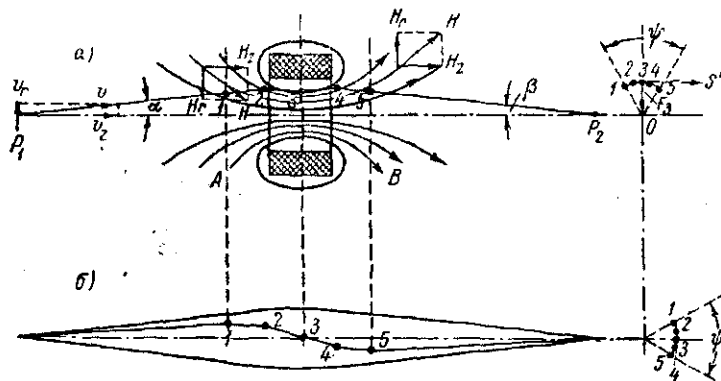


Рис. 2-33. Фокусировка узкого пучка электронов магнитным полем «короткой» катушки.

Поэтому в таких трубках необходимо применить дополнительную фокусировку пучка электронов, воздействуя на него магнитным полем «короткой» катушки, длина которой мала в сравнении с длиной пути электронов и которая, очевидно, создает неоднородное аксиально-симметричное поле.

Рассмотрим силы, которые действуют на параксиальный пучок электронов, проходящих с постоянной скоростью через поле катушки в направлении, близком к направлению оси катушки (рис. 2-33, а). Разложим скорость электрона на два компонента: продольный, параллельный оси катушки v_z и радиальный v_r . Неоднородное поле катушки также может быть разложено на два компонента: H_z — параллельный оси и H_r — радиальный. В отношении радиального компонента поля следует отметить, что справа и слева от середины катушки он имеет противоположные направления.

Рассматривая движение электрона в двух направлениях со скоростями v_z и v_r в двух взаимно перпендикулярных полях H_z и H_r , можно найти все силы, которые действуют на электрон.

Пусть электрон выходит из точки P_1 и движется в меридиональной плоскости со скоростью v под малым углом α к оси «короткой» магнитной катушки и область заметного действия катушки ограничивается отрезком оси AB .

Электрон при входе в поле катушки отклоняется радиальной составляющей поля из плоскости первоначального движения силой

$$F_1 = ev_z H_r \quad (2-25)$$

и затем движется по спирали с почти постоянным радиусом r_0 .

В том же направлении действует сила, обусловленная радиальной составляющей скорости электрона v_r и продольной составляющей поля H_z :

$$F_2 = ev_r H_z \quad (2-26)$$

Однако этой силой можно пренебречь, так как радиальная составляющая скорости v_r мала; поэтому в начале катушки, где H_z мало, действие ее ничтожно, а в середине катушки, где H_z велико, $v_r = 0$, и, следовательно, действие силы F_2 на всем пути электрона ничтожно.

Кроме того, в результате вращательного движения электрона по спирали вокруг оси с некоторой тангенциальной скоростью S'_z возникает новая (третья) сила со стороны продольной составляющей поля H_z (стрелка F_3 на рис. 2-33, а справа):

$$F_3 = eS'_z H_z \quad (2-27)$$

Эта сила, возрастающая по мере приближения электрона к середине катушки (так как при этом возрастают и H_z и скорость вращения S'_z), «прижимает» электрон к оси, обеспечивая тем фокусировку.

Во второй половине катушки радиальная составляющая магнитного поля меняет знак; поэтому вращение электрона по винтовой линии во второй половине катушки замедляется и к моменту выхода из сферы действия поля катушки прекращается. Далее электрон движется прямолинейно в плоскости, проходящей через ось катушки, но смещенной на некоторый угол ψ от плоскости первоначального движения от точки P_1 .

Другими словами, угловая скорость, которую получил электрон в первой половине катушки под действием радиальной составляющей поля, полностью уничтожится противоположно направленной составляющей второй половины поля; следовательно, электрон по выходе из поля имеет составляющую скорости, направленную по радиусу, и траектория его пересекает ось в точке P_2 .

На рис. 2-33, б изображены траектории внешних электронов конического пучка, выходящего из точки P_1 и проходящего через «короткую» катушку. Справа на том же чертеже показаны про-

екции этих траекторий на плоскость, перпендикулярную к оси. Отрезок OA представляет проекцию прямолинейного участка траектории от P_1 до A . Дуга круга 1, 2, 3, 4, 5 — винтовая часть траектории в поле катушки от A до B и отрезок BO — прямолинейная траектория от точки B до P_2 в плоскости, сдвинутой на угол ψ от плоскости первоначального пути от P_1 до A . Стрелка S' — вращательная скорость электрона.

Для вывода основных уравнений движения электрона в поле короткой катушки предположим r_0 столь малым, чтобы аксиальную составляющую поля H_z на расстоянии r_0 от оси можно было принять равной таковой на оси, т. е. случай параксиального пучка электронов.

Вращение электрона вокруг оси катушки

Радиальная составляющая магнитного поля H_r действует на электрон, движущийся со скоростью $v_z \cong v$ параллельно оси, с силой

$$F_1 = evH_r$$

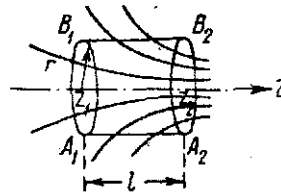


Рис. 2-34. Силовые линии магнитного поля в элементарном цилиндре на оси катушки.

и сообщает ему ускорение в направлении, перпендикулярном к плоскости, проходящей через ось катушки:

$$\frac{d^2S}{dt^2} = \frac{1}{m} F_1 = \frac{ev}{m} H_r \quad (2-28)$$

Выразим теперь H_r через H_z . Для этого рассмотрим небольшой цилиндр длиной l и радиусом r , ось которого совпадает с осью катушки (рис. 2-34). Число магнитных силовых линий, проходящих через поперечное сечение A_2B_2 и не проходящих через сечение A_1B_1 , равно

$$\pi r^2 (H_2 - H_1).$$

Это число силовых линий, очевидно, должно пронизывать боковую поверхность цилиндрика, равную

$$2\pi r (z_2 - z_1).$$

Следовательно, среднее значение радиальной составляющей магнитного поля, равное среднему числу линий, проходящих через 1 см^2 , будет

$$H_r = \frac{\pi r^2 (H_2 - H_1)}{2\pi r (z_2 - z_1)} = \frac{r}{2} \cdot \frac{H_2 - H_1}{z_2 - z_1}.$$

Переходя к бесконечно малому расстоянию $z_2 - z_1 = dz$, имеем

$$H_r = \frac{r}{2} \cdot \frac{dH_z}{dz} \quad (2-29)$$

Подставляя (2-29) в (2-28), получаем уравнение вращательного движения электрона

$$S_z'' = \frac{evr}{2m} \cdot \frac{dH_z}{dz}. \quad (2-30)$$

Интегрируя уравнение (2-30) в пределах $-\infty$ и z , после подстановки $dz = vdt$ получим тангенциальную составляющую скорости электрона

$$|S_z'| = \frac{er}{2m} H_z, \quad (2-31)$$

Подставляя вместо S_z' его выражение через угловую скорость $r\varphi_z'$, имеем

$$\varphi_z' = \frac{e}{2m} H_z. \quad (2-32)$$

Из этого уравнения видно, что угловая скорость электрона в любой точке поля, «короткой» катушки пропорциональна аксиальной составляющей магнитного поля в этой точке. Она будет равна нулю после выхода электрона из катушки, и поэтому электрон дальше будет двигаться в плоскости, проходящей через ось.

Полный угол вращения электрона вокруг оси находим интегрированием в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ уравнения (2-32), подставив $dt = \frac{dz}{v}$:

$$\psi = \frac{e}{2mv} \int_{-\infty}^{+\infty} H_z dz. \quad (2-33)$$

Если выразить U в вольтах, а H_z — в электромагнитных единицах и учесть, что $v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$, то формула (2-33) примет вид

$$\psi = \frac{0,15}{\sqrt{U}} \int_{-\infty}^{+\infty} H_z dz. \quad (2-33')$$

Отклонение электрона в поле «короткой» катушки

Продольная составляющая поля H_z действует на электрон, движущийся с тангенциальной составляющей скорости S_z' , с силой

$$F_z = eS_z'H_z = eH_z \left(\frac{er}{2m} H_z \right) = \frac{e^2 r}{2m} H_z^2,$$

направленной по радиусу к оси.

Эта радиальная сила частично уравновешивается центробежной силой

$$F'_3 = \frac{mS'^2}{r} = \frac{m}{r} \left(\frac{er}{2m} H_z \right)^2 = \frac{e^2 r}{4m} H_z^2.$$

Разность этих сил $F'' = (F_3 - F'_3)$, равная

$$\frac{e^2 r}{2m} H_z^2 - \frac{e^2 r}{4m} H_z^2 = \frac{e^2 r}{4m} H_z^2,$$

сообщает электрону ускорение, направленное к оси по радиусу:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{e^2 r}{4m^2} H_z^2.$$

Преобразуем это уравнение, используя соотношения

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2 r}{dz^2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \quad \text{и} \quad \frac{dz}{dt} = v;$$

имеем

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = - \frac{e^2 r}{4m^2 v^2} H_z^2$$

или, выражая v через ускоряющее напряжение U ($v^2 = \frac{2eU}{m}$),

получаем

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = - \frac{er}{8mU} H_z^2,$$

откуда

$$d \left(\frac{dr}{dz} \right) = - \frac{er}{8mU} H_z^2 dz. \quad (2-34)$$

Интегрируя уравнение (2-34) от A до B , имеем

$$\left| \frac{dr}{dz} \right|_B - \left| \frac{dr}{dz} \right|_A = - \frac{er}{8mU} \int_A^B H_z^2 dz. \quad (2-35)$$

В этом выражении

$$\left| \frac{dr}{dz} \right|_A = \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha = \frac{r}{a}; \quad \left| \frac{dr}{dz} \right|_B = - \operatorname{tg} \beta \approx -\beta = -\frac{r}{b},$$

где a — расстояние от точки P_1 до линии A ; b — расстояние от линии B до точки P_2 (рис. 2-33).

Перепишем уравнение (2-35) в виде

$$\alpha + \beta = \gamma \quad (2-36)$$

или

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

где

$$\gamma = \frac{r}{f} = \frac{er}{8mU} \int_A^B H_z^2 dz$$

и

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU} \int_A^B H_z^2 dz. \quad (2-37)$$

Следовательно, короткая катушка обладает свойством наклонять электроны к оси на угол γ , пропорциональный расстоянию r электрона от оси.

Таким же свойством по отношению к световым лучам обладает собирающая линза, причем величина f называется фокусным расстоянием. Поэтому магнитное поле короткой катушки можно рассматривать как магнитную электронную линзу, фокусирующую пучок электронов, причем изображение источника электронов может быть получено увеличенным или уменьшенным в отношении $p = \frac{b}{a}$ и повернутым на некоторый угол φ .

Следует, однако, отметить, что аналогия между электронной магнитной и световой оптикой имеет место только в отношении конечного результата фокусировки, т. е. в отношении получаемого изображения. Траектория электронного пучка в магнитном поле (винтовое движение) значительно отличается от хода лучей света в оптических линзах.

Фокусное расстояние магнитной линзы определяется формулой (2-37). Если U выразить в вольтах, а H_z — в электромагнитной системе единиц, то формула (2-37) принимает вид

$$\frac{1}{f} = \frac{0,022}{U} \int_{-\infty}^{+\infty} H_z^2 dz; \quad (2-38)$$

так как по условию область заметного действия катушки ограничивается отрезком оси AB , то пределы интегрирования можно принять равными $-\infty$ и $+\infty$.

В случае простейшей катушки, состоящей из одного витка с радиусом r , обтекаемого током I ампер, напряженность маг-

нитного поля на оси катушки, как известно, выражается формулой

$$H_z = \frac{0,2\pi r^2 I}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

и формула (2-37) принимает вид

$$\frac{1}{f} = \frac{0,04\pi^2 r^4 I^2 e}{8mU} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Интеграл, входящий в эту формулу, может быть вычислен (см. Г. Б. Двайт, Таблицы интегралов, ИЛ, 1948, стр. 25):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} = \left[\frac{z}{4r^2(r^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{3z}{8r^4(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{3}{8r^5} \operatorname{arctg} \frac{z}{r} \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{3\pi}{8r^5}.$$

Следовательно,

$$\frac{1}{f} = \frac{0,04\pi^2 r^4 I^2}{8mU} \cdot \frac{3\pi}{8r^5} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \pi^3 e}{16mUr} I^2.$$

Если катушка состоит не из одного витка, а из N витков, лежащих близко друг к другу, образуя катушку круглого сечения, то необходимо вместо силы тока I подставить произведение NI . Тогда

$$\frac{1}{f} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \pi^3 e}{8mUd} (NI)^2.$$

Отсюда легко найти число ампервитков (NI), необходимое для получения заданного значения фокусного расстояния f :

$$IN = \sqrt{\frac{8m}{3 \cdot 10^{-2} \pi^3 e}} \sqrt{\frac{Ud}{f}}. \quad (2-39)$$

Подставляя числовые значения для $m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ г}$; $e = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ CGSM}$ и выражая U в киловольтах и I в амперах, получаем

$$IN = \sqrt{\frac{8 \cdot 9 \cdot 10^{-28}}{3 \cdot 10^{-2} \pi^3 1,6 \cdot 10^{-20}}} \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{U_{\text{квд}}}{f}} \approx 220 \sqrt{\frac{U_{\text{квд}}}{f}}. \quad (2-39')$$

В случае катушек с квадратным или прямоугольным сечением в формулу (2-39') следует ввести поправочный множитель K — коэффициент катушки:

$$IN = 220K \sqrt{\frac{Ud}{f}}. \quad (2-39'')$$

Значение K можно определить опытным путем для катушек с различными сечениями. Для незранированных плоских катушек $K=1,1 \div 1,2$; для катушек с массивным железным экраном K меньше единицы.

В более сложных случаях интеграл $\int_{-\infty}^{+\infty} H_z^2 dz$ определяется графически, если известно распределение напряженности поля вдоль оси катушки.

В однослойной катушке $H_z=f(z)$ выражается формулой

$$H_z = 0,2\pi nI \left[\frac{z+l}{\sqrt{r^2+(z+l)^2}} - \frac{z-l}{\sqrt{r^2+(z-l)^2}} \right], \quad (2-40)$$

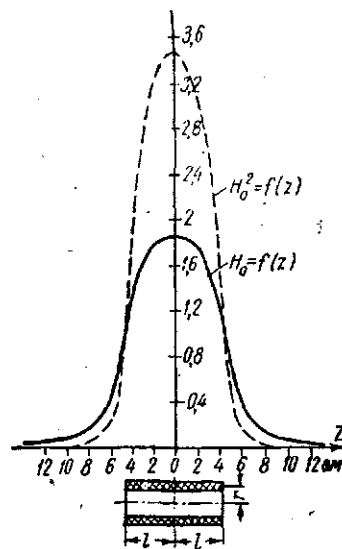


Рис. 2-35. Кривые распределения значений H_0 и H_0^2 вдоль оси однослойной катушки $l=4,5$ см; $r=1,8$ см.

где n — число витков на 1 см длины катушки;

r — средний радиус витков катушки;

$2l$ — длина обмотки катушки;

z — расстояние рассматриваемой точки на оси от центра катушки;

I — ток в амперах.

Подставляя (2-40) в формулу (2-38), получим

$$\frac{1}{f} = \frac{0,022}{U} 0,04\pi^2 n^2 I^2 \int_{-\infty}^{+\infty} H_0^2 dz, \quad (2-41)$$

где

$$H_0 = \left[\frac{z+l}{\sqrt{r^2+(z+l)^2}} - \frac{z-l}{\sqrt{r^2+(z-l)^2}} \right].$$

Вычисляя H_0 по заданным размерам катушки для различных значений z , можно построить кривую $H_0=f(z)$, а затем и $H_0^2=f(z)$ —

рис. 2-35. Площадь, ограниченная

кривой $H_0^2=f(z)$ и осью абсцисс, дает в определенном масштабе искомый интеграл формулы (2-41).

В многослойной катушке распределение поля вдоль оси выражается формулой

$$H_z = 0,2\pi nI \left\{ (z+l) \ln \frac{r+d+\sqrt{(z+l)^2+(r+d)^2}}{r-d+\sqrt{(z+l)^2+(r-d)^2}} - (z-l) \ln \frac{r+d+\sqrt{(z-l)^2+(r+d)^2}}{r-d+\sqrt{(z-l)^2+(r-d)^2}} \right\}, \quad (2-42)$$

где n — число витков, отнесенное к 1 см^2 площади сечения катушки; значения остальных величин показаны на рис. 2-36.

В так называемых панцирных катушках, которые для получения более тонких линз и уменьшения магнитного сопротивления окружаются железной броней, распределение поля вдоль оси не поддается расчету. В этом случае распределение поля вдоль оси измеряется экспериментально баллистическим методом с пробной катушкой. Маленькая плоская измерительная катушка с большим числом витков тонкой проволоки устанавливается в определенной точке на оси катушки. Концы пробной катушки присоединяются к баллистическому гальванометру.

Если число витков измерительной катушки равно N , а средняя площадь витка S [см^2], то магнитный поток, сцепляющийся с катушкой, будет равен NSH_z . Переключение направления тока в исследуемой катушке на обратное вызывает изменение магнитного потока на величину $2NSH_z$, что создает импульс тока в пробной катушке и гальванометре. Количество электричества, проходящее через гальванометр, пропорционально изменению потока, сцепляющегося с пробной катушкой. Поэтому отброс баллистического гальванометра, также пропорциональный количеству протекшего электричества, является мерой напряженности поля H_z в данной точке.

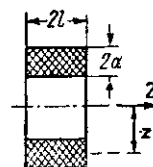


Рис. 2-36. Много-
слойная ка-
тушка.

2-17. Отраженные электроны и их влияния на работу рентгеновской трубки

Как уже упоминалось (см. § 1-14), первичные электроны, выходящие из катода, тормозятся в веществе анода различным образом. Как правило, они останавливаются не мгновенно, а более или менее постепенно. В чрезвычайно редких случаях, когда электрон останавливается практически мгновенно, кинетическая энергия его превращается в квант энергии рентгеновского излучения.

В большинстве случаев уменьшение скорости и, следовательно, потеря энергии электроном происходит в несколько приемов вследствие многочисленных столкновений с атомами вещества анода, причем большая часть энергии электрона превращается в теплоту.

После каждого столкновения электроны изменяют направление движения; поэтому вполне вероятно, что некоторые из них после ряда столкновений внутри вещества анода будут находиться у его поверхности и иметь скорости, направленные наружу. Эти электроны могут оставить поверхность анода и улететь от него по всевозможным направлениям с различными

скоростями. Такие электроны называются рассеянными, или отраженными.

Скорости некоторых из этих электронов могут оказаться близкими к скорости первичных электронов, когда рассеяние их происходит на атомах, находящихся на поверхности анода, так что электрон не проникает в глубь тела и отражается почти без потери энергии.

Кроме отраженных, существуют еще другие электроны, которые также оставляют поверхность анода при бомбардировке его быстро движущимися электронами. К этой группе относятся

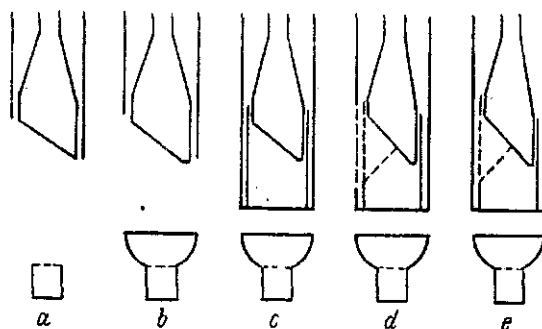


Рис. 2-37. Различные формы экранов на анодах трубок, применявшихся для исследования отраженных электронов.

вторичные электроны, оторванные от атомов металла анода первичными электронами, а также и те электроны, которые освобождаются возбужденными на аноде рентгеновскими лучами, а именно — фотоэлектроны.

Выход всех групп электронов из поверхности тела под действием первичных электронов носит название вторичной электронной эмиссии.

Ни один из этих электронов не может, согласно закону сохранения энергии, приобрести большую скорость, чем скорость первичных электронов.

Ввиду того, что вторичные электроны оказывают большое влияние на работу рентгеновской трубки (см. ниже), мы здесь рассмотрим некоторые результаты экспериментальных исследований вторичной электронной эмиссии.

Общее число вторичных электронов, уходящих с вольфрамового анода рентгеновской трубки при напряжениях от 5 до 100 кВ, измерялось на специально изготовленных трубках, аноды которых снабжались различными экранами (рис. 2-37), имеющими отдельный вывод. Измерялся электронный ток анода I_a и экрана I_m и вычислялось отношение тока

экрана, обусловленного отраженными электронами, к сумме токов ($I_a + I_m$), т. е. к полному электронному току катода:

$$\frac{I_m}{I_a + I_m}$$

Результаты этих измерений сведены в табл. 2-1 и 2-2.

Таблица 2-1

| Трубка по рис. 2-37 | a | b | c | d | e |
|-----------------------------|-----|-----|----|-----|-----|
| $\frac{I_m}{I_a + I_m} 100$ | 42% | 41% | 6% | 18% | 18% |

Таблица 2-2

| $U_a, \text{кв}$ | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 100 |
|-------------------------|----|----|----|----|----|----|-----|
| $\frac{I_m}{I_a + I_m}$ | 51 | 49 | 43 | 43 | 42 | 42 | 43 |

Табл. 2-1 показывает, что дополнительный экран, надетый непосредственно на анод, улавливает почти все отраженные электроны (трубка c). Число отраженных электронов, выходящих через небольшое отверстие во внутреннем экране (трубки d и e) против фокуса, составляет 18% от электронного тока с катода.

Табл. 2-2 показывает, что отношение тока вторичных электронов к общему току мало зависит от напряжения, приложенного к трубке (трубка a).

Наконец для определения скорости отраженных электронов на наружный экран e подавался отрицательный (задерживающий) потенциал. При этом было установлено, что ток на экран значительно уменьшается только при потенциалах экрана, близких к потенциалу катода, т. е. что большинство отраженных электронов имеет скорости, близкие к 90% скорости первичных.

Действие этих электронов заключается в следующем.

1. Отраженные электроны, попадая на стеклянные стенки оболочки электронной трубки, сообщают им отрицательный заряд высокого потенциала, который не может нейтрализоваться ввиду отсутствия положительных ионов. Последующие отраженные электроны не могут попасть на отрицательно заряженные стенки оболочки и отклоняются ими; они притягиваются к положительно заряженному аноду. Поэтому в электронных трубках не наблюдается флюоресценции стекла оболочки.

Отраженные электроны, попадающие на тело анода вне фокуса со скоростями, близкими к скорости первичных электронов, возбуждают при своем торможении, так называемое афокальное излучение. Это излучение нежелательно, так как дает при просвечивании (на экране) и при снимках (на фотопленке) размытые границы тканей.

2. Отрицательный заряд, сообщаемый отраженными электронами оболочке трубки, достигает очень высокого потенциала, близкого к потенциалу катода. Вследствие этого распределение потенциала по поверхности оболочки трубки делается неравномерным: большая часть приложенного к трубке напряжения оказывается распределенной между средней частью баллона трубки и анодным цоколем.

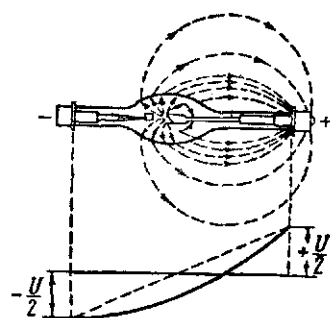


Рис. 2-38. Распределение потенциала вдоль оболочки трубки.

На рис. 2-38 схематически показано распределение потенциала вдоль трубки: пунктирной линией — при не накаленном катоде, т. е. при отсутствии тока, протекающего через трубку; сплошной — при прохождении тока через трубку.

Опыт показывает, что приложенное к трубке напряжение распределяется таким образом, что около 75—80% его приходится на анодную часть и остальные 20—25% — на катодную.

Вследствие этого анодную часть трубки необходимо рассчитывать на 75—80% от рабочего напряжения, т. е. делать длинной, в то время как длина катодной части трубки используется неполностью.

3. Отрицательные заряды, скапливающиеся на внутренней поверхности оболочки трубки, увеличивают сопротивление прохождению электронов через трубку, т. е. действуют на прохождение электронов так же, как отрицательно заряженная сетка в трехэлектродной лампе.

Вследствие этого вольт-амперная характеристика трубки при питании ее пульсирующим напряжением сильно смещается вправо, так как отрицательные заряды, скопившиеся на оболочке трубки в течение одной пульсации, препятствуют прохождению электронов в начале следующей пульсации напряжения. Ток через трубку начинает проходить только при достижении мгновенного значения напряжения порядка 20—30% от амплитудного и прекращается приблизительно при таком же значении напряжения (рис. 2-39). Это явление, известное под названием отсечки тока, в некоторых отношениях полезно, так как в случае питания трубки пульсирующим напряжением будет меньше медленно движущихся электронов, вносящих бес-

полезное нагревание анода и возбуждающих мягкие, обычно отфильтровываемые рентгеновские лучи. Вследствие этого повышаются жесткость излучения и к. п. д. трубки.

4. Отраженные электроны нагревают те элементы трубки, на которых тормозятся и освобождают из них газы.

5. Отраженные электроны производят ионизацию газов, появляющихся в трубке по тем или иным причинам.

Ионизация газов отраженными электронами происходит легче, чем ионизация первичными электронами, так как длина их траектории больше и, следовательно, больше вероятность столкновения с нейтральными молекулами газов.

6. Отраженные электроны вызывают электролиз нагретого стекла, особенно вблизи спаев стекла с металлом, а также в оболочке трубки, главным образом в средней части ее. Последнее явление становится особенно заметным при очень высоких рабочих напряжениях трубки. Так как воздух, окружающий трубку, ионизирован рентгеновскими лучами и тихим разрядом с подводящих проводов, то он становится проводящим. Вследствие этого возникают замкнутые токи, которые протекают в вакууме в виде потока отраженных электронов от фокуса анода к стеклянной оболочке, далее через стекло оболочки путем электролиза и, наконец, через ионизированный воздух к анодному цоколю (рис. 2-38). Величина этого тока зависит от температуры стекла, приложенного напряжения и в большой степени от тока, протекающего через трубку.

При электролизе стекла газообразные продукты разложения попадают внутрь трубки и, ухудшая вакуум, приводят к внутренним разрядам, облегчающим пробой стекла.

Эта сводка вредных действий отраженных электронов, хотя, возможно, и неполная, указывает на то, что при конструировании трубок, в особенности высоковольтных и защитных, необходимо принимать меры к улавливанию отраженных электронов в месте их возникновения, чтобы сделать их безвредными. Такие меры осуществлены в различных типах трубок и рассматриваются при разборе конструкций защитных трубок.

Можно также выбрать такие размеры и взаимное расположение электронов трубки, чтобы без применения специальных приспособлений отраженные электроны не могли вылететь из разрядного пространства и попасть на стеклянные стенки оболочки трубки. Это достигается тем, что между катодом и анодом создается такое электрическое поле, которое заставляет отраженные электроны возвращаться на анод, так что они описывают короткие траектории и не попадают на другие части трубки.

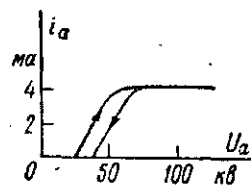


Рис. 2-39. Динамическая вольт-амперная характеристика рентгеновской трубки.

2-18. Дальность полета отраженных электронов

Найдем условия, необходимые для того, чтобы электроны не могли вылететь из разрядной области между катодом и анодом.

Пусть (рис. 2-40) катод и анод представляют собой два плоских параллельно расположенных электрода неограниченных размеров. Пусть расстояние между ними d и разность потенциалов U . Электроны, выходящие из спирали катода, пройдя

разность потенциалов U , будут обладать скоростью, определяющейся из равенства

$$\frac{mv^2}{2} = eU,$$

откуда

$$v^2 = \frac{2eU}{m}. \quad (2-43)$$

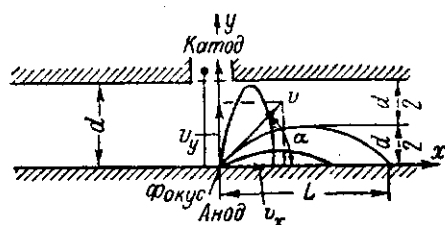


Рис. 2-40. К расчету дальности полета отраженных электронов.

Вычислим, пользуясь законами механики, максимальную дальность полета отраженного электрона, скорость которого примем равной скорости первичных электронов. Пусть направление выхода отраженного электрона составляет угол α с поверхностью анода. Расположим оси координат так, чтобы начало координат совпало с центром фокуса, ось абсцисс — с плоскостью анода, ось ординат — с осью трубки. Разложим скорость v электрона на вертикальную v_y и горизонтальную v_x составляющие. Очевидно, что

$$v_y = v \sin \alpha; \quad v_x = v \cos \alpha. \quad (2-44)$$

При полете в электрическом поле отраженный электрон испытывает тормозящее действие поля. Вертикальная составляющая его скорости, направленная против действия поля, уменьшается с отрицательным ускорением $-a$ и становится равной нулю, когда электрон достигает максимальной высоты h . Горизонтальная составляющая скорости, направленная поперек поля, остается неизменной. Из законов механики известно, что путь y , пройденный электроном, летящим с начальной скоростью v_y и отрицательным ускорением $-a$, за время t , равен

$$y = v_y t - \frac{at^2}{2}.$$

За это же время t электрон, летящий в горизонтальном направлении с неизменной скоростью v_x , пролетит путь

$$x = v_x t.$$

Исключая из этих двух уравнений время t , получим уравнение траектории полета отраженного электрона

$$y = x \frac{v_y}{v_x} - \frac{ax^2}{2v_x^2}. \quad (2-45)$$

Выражение для ускорения a находим из уравнения

$$ma = Ee = \frac{Ue}{d},$$

откуда

$$a = \frac{Ue}{md}. \quad (2-46)$$

Подставляя в уравнение (2-45) значения a , v_x , v_y , получим

$$y = x \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} - \frac{Ue}{2md} \cdot \frac{x^2}{v^2 \cos^2 \alpha}.$$

Наконец, заменяя v^2 через $\frac{2eU}{m}$, имеем

$$y = x \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} - \frac{x^2}{4d \cos^2 \alpha}. \quad (2-47)$$

Умножая уравнение (2-47) на $\cos^2 \alpha$, получим уравнение траектории полета электрона

$$y \cos^2 \alpha = x \sin \alpha \cos \alpha - \frac{x^2}{4d}. \quad (2-48)$$

Это уравнение позволяет вычислить дальность полета электрона, отразившегося от анода под произвольным углом α . Для этого нужно положить $y=0$, т. е. найти точку пересечения траектории электрона с поверхностью анода. Таким образом, дальность полета отраженного электрона x определяется из уравнения

$$x \sin \alpha \cos \alpha - \frac{x^2}{4d} = 0$$

или

$$x(4d \sin \alpha \cos \alpha - x) = 0.$$

Это уравнение распадается на два:

$$x = 0; \quad x = 4d \sin \alpha \cos \alpha. \quad (2-49)$$

В зависимости от угла α вылета электрона из фокуса дальность полета изменяется. Действительно, при $\alpha=0$ и при $\alpha=90^\circ$ дальность полета $x=0$, т. е. или электрон не выходит из анода ($\alpha=0$), или он прилетает по вертикали до катода и затем с той же скоростью возвращается обратно в ту же точку на анод.

Наибольшую дальность полета, очевидно, имеют те электроны, которые оставляют поверхность анода под углом $\alpha=45^\circ$ (что легко показать, найдя максимум произведения $\sin \alpha \cos \alpha$), и тогда

$$x = 4d \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = 2d, \quad (2-50)$$

т. е. максимальная дальность полета отраженного электрона равна двойному расстоянию между электродами.

Таким образом, можно очень просто направить все отраженные электроны на активную поверхность анода. Для этого необходимо сделать диаметр D анода и катода несколько больше учетверенного расстояния d между ними, т. е.

$$D \geq 4d + F, \quad (2-51)$$

где F — диаметр фокуса.

Хотя при этом третичные электроны, вызванные вторичными, могут вырваться из разрядного пространства, но их число и скорости относительно малы, и, следовательно, они менее опасны. Следует отметить, что, как видно из приведенного вывода, траектории отраженных электронов не зависят от приложенного к электродам напряжения, и, следовательно, улавливание отраженных электронов будет происходить при всех напряжениях.

2-19. Нагревание фокуса

Большая часть энергии, подводимой к трубке, превращается в теплоту и, выделяясь в фокусе трубки, повышает температуру фокуса и анода в целом. Часть же этой энергии идет на возбуждение вторичных электронов и рентгеновских лучей.

Из опыта установлено, что для медного анода с вольфрамовым зеркалом можно допускать нагрузки 200 вт/мм^2 в течение 1 сек . Например, для трубки, обладающей фокусом площадью 25 мм^2 , допустимая нагрузка в течение 1 сек равна

$$200 \cdot 25 = 5000 \text{ вт} = 5 \text{ квт}.$$

Очевидно, что допустимая нагрузка трубки зависит от площади фокуса, конструкции и материала анода. Если нагрузка слишком велика, то температура поверхности вольфрамового зеркала или меди под зеркалом может превзойти допустимые значения. Вольфрам будет испаряться или плавиться, поверхность его делается шероховатой, неровной. Выступающие части шероховатой поверхности фокуса будут поглощать часть рентгеновского излучения, и к. п. д. трубки понизится. При температуре вольфрама около 3000°C испарение за 1 сек достигает $0,02 \text{ мг/см}^2$, а упругость паров вольфрама — около

$1,5 \times 10^{-3}$ мм рт. ст. Медь же может расплавиться, вытечь из-под зеркала и привести трубку к гибели.

Перегрев поверхности вольфрамового зеркала или меди под зеркалом зависит, очевидно, от толщины вольфрама и от длительности нагрузки. При слишком толстом вольфрамовом зеркале температура его поверхности достигнет предельного значения, в то время как медь под зеркалом будет иметь низкую температуру и высокая теплопроводность меди не будет использована полностью. Наоборот, при слишком тонком зеркале температура меди под ним достигнет предельного значения раньше, чем поверхность вольфрама достигнет допустимой температуры. Очевидно, существует оптимальная толщина зеркала, при которой будут использованы ценные физические свойства вольфрама (высокая температура плавления) и меди (высокая теплопроводность).

Наивыгоднейшая толщина зеркала зависит также от длительности нагрузки. При очень кратковременных нагрузках тепло не успевает распространяться далеко в глубь анода, и в этом случае толщина зеркала должна быть малой. При длительных нагрузках градиент температуры вдоль оси анода уменьшается, и, следовательно, более выгодно толстое зеркало. Таким образом, степень нагревания фокуса трубки при заданной нагрузке определяется временем нагрузки, теплопроводностью и теплоемкостью материала анода.

Для медного анода с вольфрамовым зеркалом принимаем следующие величины:

- 1) температура плавления вольфрама около 3370°C , для меди — 1083°C ;
- 2) теплопроводность вольфрама 0,4, меди $0,9 \text{ кал/см} \cdot \text{град} \cdot \text{сек}$;
- 3) теплоемкость вольфрама 0,7, меди $1,0 \text{ кал/см}^3 \cdot \text{град}$.

2-20. Расчет нагревания фокуса при кратковременной нагрузке

При изучении нагревания анода будем полагать, что теплоемкость и теплопроводность вещества анода не зависят от температуры. Сначала будем полагать, что вещество анода однородно и изотропно. В дальнейшем будет учтено наличие вольфрамового зеркала. Температуру анода в начале работы трубки принимаем равной нулю. Далее, так как нас интересует нагрев фокуса при кратковременных нагрузках, то можно полагать, что за время нагрузки тепло может распространяться только на небольшое расстояние от фокуса. Поэтому наш реальный анод можно в первом приближении рассматривать как однородное тело, ограниченное только с одной стороны плоскостью $z=0$.

Наконец, выбираем форму фокуса в виде узкой полоски, длина которой значительно больше ее ширины. Последнее

положение упрощает задачу, так как приводит ее к плоской задаче, т. е. к задаче, в которой температура тела зависит только от двух координат (y и z) и времени t .

Пусть фокус шириной F [см] имеет равномерную нагрузку P [вт/см²] в течение времени t [сек]. Физически задача представляется в следующем виде.

Во всех точках односторонне ограниченного тела (рис. 2-41) в начальный момент времени температура равна нулю. Поверхность его ($z=0$), за исключением бесконечно длинной полоски шириной F [см], идеально изолирована. Начиная с некоторого

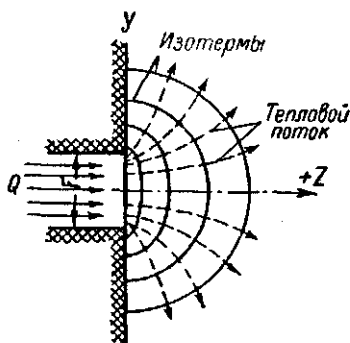


Рис. 2-41. Проникновение тепла через поверхность фокуса. Тело ограничено с одной стороны.

момента времени, через эту площадку непрерывно подводится к телу постоянное количество тепла Q [кал/сек на 1 см длины]. Тогда с этой площадки тепло будет проникать в тело. Требуется исследовать повышение температуры поверхности вольфрама в центре фокуса с течением времени, распределение температуры вдоль оси анода (оси z) и по ширине фокуса по истечении заданного промежутка времени t . На рис. 2-41 сплошные кривые представляют собой изотермы, а пунктирные — направление теплового потока.

Следует отметить, что в нашем случае, т. е. при бесконечно длинном источнике тепла, изотермические поверхности имеют форму цилиндров, образующие которых параллельны оси x . Поэтому вдоль оси x температура не меняется и тепло распространяется только в направлении осей y и z .

Для этого случая основное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (2-52)$$

Здесь

$$a^2 = \frac{k}{c\rho}, \quad (2-53)$$

где k — коэффициент теплопроводности;

c — теплоемкость;

ρ — плотность материала анода.

Для исследования нагревания анода необходимо найти решение дифференциального уравнения (2-52), удовлетворяющее следующим начальным и граничным условиям.

В начальный момент $t=0$ температура тела $T=0$ во всем объеме. На границе в плоскости $z=0$ мы задавались следующими условиями:

- 1) на поверхности фокуса, т. е. при $z=0$ и $-\frac{F}{2} \leq y \leq \frac{F}{2}$,
градиент температуры $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{z=0} = -\frac{Q}{k}$;
- 2) на поверхности анода вне фокуса, т. е. при $z=0$ и $-\frac{F}{2} > y > \frac{F}{2}$, градиент температуры $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{z=0} = 0$;
- 3) на бесконечно большом расстоянии, т. е. при $z=\infty$ и $y=\pm\infty$, температура тела $T=0$.

Решение этого уравнения при указанных предельных условиях имеет вид

$$T = \frac{Q}{2\pi k} \int_0^{4a^2 t} \left(\frac{e^{-\frac{z^2}{\tau}}}{\sqrt{\tau}} \int_{\frac{y-0,5F}{\sqrt{\tau}}}^{\frac{y+0,5F}{\sqrt{\tau}}} e^{-\xi^2} d\xi \right) d\tau, \quad (2-54)$$

где $\tau = 4a^2 t$;

t — время, протекшее с момента включения нагрузки трубки;

Q — количество теплоты в калориях, подводимое в 1 сек на 1 см² площади фокуса;

ξ — функция от y .

Из этой формулы следует, что температура любой точки тела анода прямо пропорциональна нагрузке трубки.

Внутренний интеграл в выражении (2-54) носит название интеграла ошибок Гаусса. Обычно его обозначают символом $\theta(x)$, так как значение его зависит от верхнего предела:

$$\theta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (2-55)$$

Этот интеграл часто встречается в задачах математической физики, и для него составлена таблица.

Так как

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_\alpha^\beta e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\beta e^{-t^2} dt - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha e^{-t^2} dt = \theta(\beta) - \theta(\alpha), \quad (2-56)$$

то решение (2-54) можно записать в виде

$$T = \frac{Q}{2k\sqrt{\pi}} \int_0^{4a^2 t} \left(\frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{-\frac{z^2}{\tau}} \frac{1}{2} \left[\theta\left(\frac{y+0,5F}{\sqrt{\tau}}\right) - \theta\left(\frac{y-0,5F}{\sqrt{\tau}}\right) \right] \right) d\tau. \quad (2-57)$$

В этом выражении значения функций, входящих под знак интеграла:

$$\frac{1}{\sqrt{\tau}}, \quad e^{-\frac{z^2}{\tau}}, \quad \theta\left(\frac{y+0,5F}{\sqrt{\tau}}\right) \quad \text{и} \quad \theta\left(\frac{y-0,5F}{\sqrt{\tau}}\right)$$

можно найти при заданных z и y по таблицам для различных значений τ , например от 0,01 до $\sim 4a^2t$.

Составляя таблицу произведения функций, входящих под знак интеграла, для различных значений τ и пользуясь одной из формул приближенного интегрирования, можно найти численное значение интеграла, а следовательно, и температуру в любой точке (z, y) через промежуток времени t .

Интегрирование в пределах от 0 до 0,01 сек для $z=0$ можно выполнить в квадратурах, так как интеграл ошибок при верхнем пределе, превышающем 2, мало отличается от единицы. Поэтому при $z=0, y=0$ и $t < 0,01$ сек.

$$T = \frac{Q}{2k\sqrt{\pi}} \int_0^{4a^2t} \frac{dt}{\sqrt{\tau}} = \frac{2Qa}{k\sqrt{\pi}} \sqrt{t}. \quad (2-58)$$

Полученные формулы позволяют произвести полный анализ нагревания анода при кратковременных нагрузках.

Наиболее интересными зависимостями являются следующие:

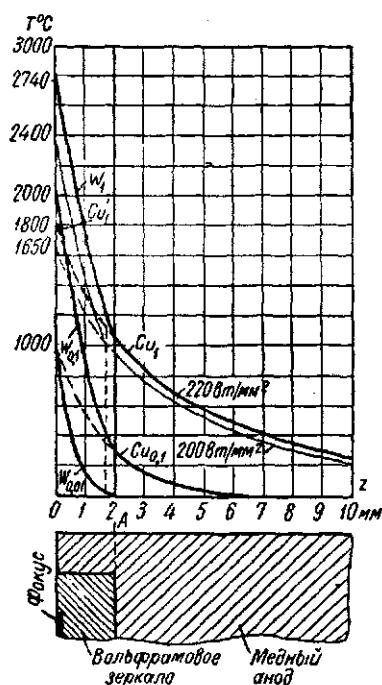
а) распределение температуры вдоль оси анода, б) распределение температуры по ширине фокуса, в) рост температуры поверхности вольфрама в центре фокуса с течением времени.

Рис. 2-42. Падение температуры вдоль оси анода трубки при кратковременной нагрузке.

Ниже приводятся результаты этих исследований.

Кривая падения температуры вдоль оси анода $T=f(z)$ при $y=0$ и удельной секундной нагрузке 220 вт/мм² имеет вид, показанный на рис. 2-42.

Поверхность вольфрамового зеркала, на которой тормозятся электроны, совпадает с осью ординат; OA — толщина вольфрамового зеркала. По оси ординат отложена температура тела анода на различных расстояниях от поверхности фокуса.



Кривая Cu_1-Cu_1' отвечает случаю нагрузки 220 вт/мм^2 на линейный фокус шириной 3 мм в течение секунды, если предположить, что анод сделан из неплавящегося фиктивного материала, обладающего термическими свойствами меди ($C=1,0$; $k=0,9$; $a^2=0,9$). При этом температура на поверхности фокуса достигает 1800° . Температура 1050° , несколько меньшая, чем температура плавления меди, находится на глубине 2 мм .

Заменяя слой меди толщиной 2 мм вольфрамовым зеркалом, мы изменим распределение температуры, которое может быть найдено из следующих соображений.

Так как через границу спая вольфрамового зеркала с медью протекает один и тот же тепловой поток Q , равный:

$$Q = -k_w \left(\frac{dT}{dz} \right)_w = -k_{Cu} \left(\frac{dT}{dz} \right)_{Cu}, \quad (2-59)$$

где k_w и k_{Cu} — коэффициенты теплопроводности вольфрама и меди, то на границе спая вольфрама с медью градиент температуры изменяется по величине обратно пропорционально теплопроводностям этих тел, т. е.

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_w : \left(\frac{dT}{dz} \right)_{Cu} = \frac{k_{Cu}}{k_w} = \frac{0,9}{0,4} = 2,25.$$

Так же точно градиенты температуры во всех точках вольфрамового зеркала вдоль оси анода будут в $2,25$ раза больше градиентов температуры, имевших место в слое 2 мм толщины фиктивного материала, замененного вольфрамом. Поэтому, увеличивая наклон пунктирной кривой Cu_1' во всех точках в $2,25$ раза, мы получим кривую изменения температуры в вольфрамовом зеркале (сплошная кривая W_1). Температура на поверхности фокуса приближенно определяется формулой

$$T_{z=0} = 1050 + (1800 - 1050) 2,25 \approx 2740^\circ.$$

Кривая $W_{0,1}-Cu_{0,1}$ отвечает той же нагрузке (220 вт/мм^2), но продолжительностью $0,1 \text{ сек}$, и кривая $W_{0,01}$ — продолжительностью $0,01 \text{ сек}$.

Из рассмотрения этих кривых можно сделать практически важное заключение, что наивыгоднейшая толщина вольфрамового зеркала зависит от продолжительности нагрузки и возрастает с ее увеличением.

Заметим, что приведенные цифровые данные относятся к линейному фокусу шириной 3 мм и длительности нагрузки 1 сек . Расчет показывает, что допустимая удельная нагрузка вольфрамового зеркала зависит как от длительности нагрузки, так и от ширины фокуса. На рис. 2-43 приведены кривые зависимости допустимых удельных нагрузок для вольфрамового зеркала толщиной 3 мм , впаянного в медь, при работе трубки на

однофазном токе, выпрямленном четырехвентильной мостовой схемой. Меньшие фокусы допускают большие удельные нагрузки, потому что окружающий вольфрам более эффективно отводит тепло от фокуса, чем в случае широкого фокуса.

Следует отметить, что при постановке задачи и ее решении делались упрощающие допущения, которые не могли не отразиться на конечных результатах. Во-первых, при конечной длине

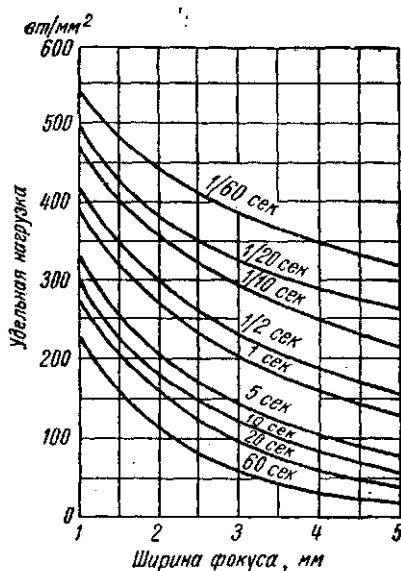
фокуса часть теплоты может распространяться вдоль фокуса и вследствие этого полученная расчетом температура анода должна быть несколько выше действительной. Во-вторых, при конечных размерах поперечного сечения анода часть теплоты будет излучаться с его поверхности, однако теплоотдача лучеиспусканием всегда меньше теплоотдачи теплопроводностью. Поэтому действительная температура анода должна быть выше полученной расчетом.

Обе эти ошибки невелики, что можно заключить из кривой распределения температуры по поверхности фокуса:

$$T_{z=0} = f(y).$$

Распределение температуры по ширине фокуса можно найти, вычисляя по основной формуле (2-57) распределение температуры $T=f(y)$ на поверхности ($z=0$) и на глубине

Рис. 2-43. Допустимые удельные нагрузки для вольфрамового зеркала толщиной 3 мм при различных экспозициях в зависимости от ширины линейного фокуса.



2 мм ($z=0,2$ см от поверхности фокуса для анода, сделанного из фиктивного материала, — рис. 2-44, кривые б и в). Заменяя слой меди толщиной 2 мм вольфрамом, получим кривую распределения температуры по поверхности фокуса реального анода (рис. 2-44, кривая а), пользуясь формулой

$$T_{W(z=0)} = T_{Cu(z=0,2)} + 2,25 [T_{Cu(z=0)} - T_{Cu(z=0,2)}]. \quad (2-60)$$

Эта кривая соответствует распределению температуры по поверхности фокуса шириной 3 мм через секунду после включения нагрузки 220 вт/мм^2 . Из кривой видно, что температура на границах фокуса сильно падает, что подтверждается наблюдаемыми резкими границами повреждений фокуса, вызванных испарением вольфрама при высокой температуре. Из этой же

кривой видно, что при кратковременных нагрузках (1 сек) теплота успевает распространиться на небольшое расстояние от фокуса, так что упрощения, сделанные при постановке задачи (замена реального анода неограниченной средой и замена конечной длины фокуса бесконечной), не могли внести большой ошибки.

Рост температуры центра фокуса с течением времени $T=f(t)$ также можно найти, пользуясь основной формулой (2-57). На рис. 2-45 кривые показывают закон нарастания температуры центра фокуса 5-киловаттной трубки при нагрузке 220 вт/мм^2 с течением времени от 0 до 1 сек.

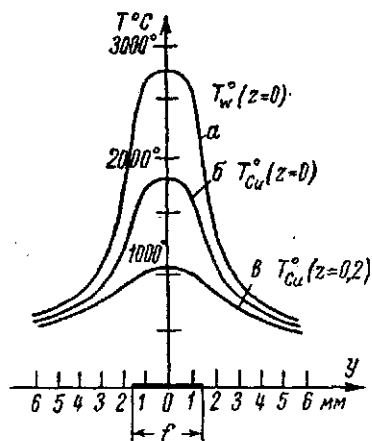


Рис. 2-44. Распределение температуры по ширине фокуса через секунду после включения. Нагрузка 220 вт/мм^2 .

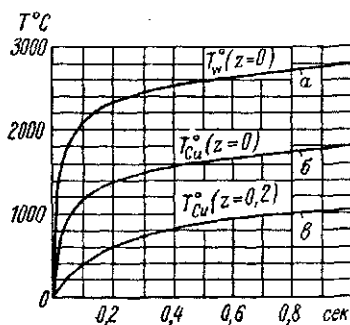


Рис. 2-45. Нарастание температуры центра поверхности фокуса с течением времени: а — на поверхности вольфрамового зеркала; б — без зеркала; в — на стыке вольфрама толщиной 2 мм и меди.

Сначала вычислялась температура на поверхности и на глубине 2 мм медного анода (рис. 2-45, кривые б и в) и затем пересчитывалась по формуле (2-60) на случай замены слоя меди толщиной 2 мм вольфрамом (кривая а). Кривая а показывает, что температура вольфрама в фокусе вначале растет быстро, а затем более медленно. Закон нарастания температуры с течением времени (от 0 до 0,01 сек) может быть выражен формулой

$$T = mP \sqrt{t}, \quad (2-61)$$

где P — мощность;

t — время;

m — коэффициент, зависящий от теплоемкости и теплопроводности материала анода.

Из кривой T (рис. 2-46) легко найти допустимые нагрузки для экспозиций меньше 1 сек.

Кривая I на рис. 2-46 дает допустимую нагрузку в миллиамперах при $U_{\text{эфф}} = 50 \text{ кВ}$ для различной продолжительности экспозиции — от 0,02 до 1 сек.

Для каждой экспозиции допустимая нагрузка I в миллиамперах получается из произведений 100 ма (секундная допустимая нагрузка) на отношение $\frac{2740}{T}$, т. е.

$$I = \frac{2740}{T} 100 \text{ ма.}$$

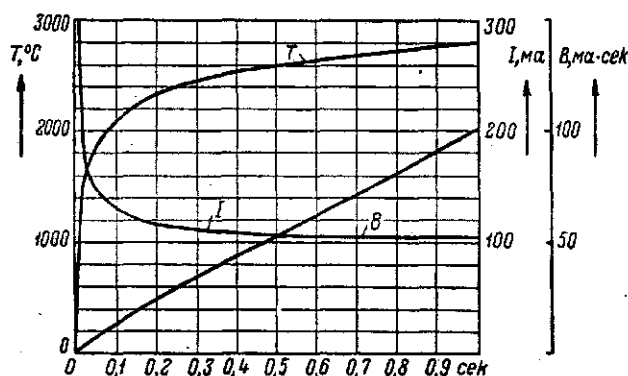


Рис. 2-46. Зависимость допустимых силы тока (кривая I) и числа $\text{ма}\cdot\text{сек}$ (кривая B) от времени экспозиции. Кривая T — нарастание температуры центра фокуса с течением времени.

Наконец, кривая B дает максимальное число миллиампер-секунд, которое может выдержать трубка за данное время.

Эта кривая получена как произведение допустимого тока нагрузки (кривая I) при данной выдержке на соответствующее время t и показывает, как сильно возрастает допустимая нагрузка (в миллиампер-секундах) с увеличением выдержки. Поэтому при кратковременных снимках следует с целью сохранения трубки время снимка понижать настолько, насколько это действительно необходимо.

2-21. Расчет нагревания фокуса трубки при длительной нагрузке

Большинство рентгеновских трубок используется в режиме длительной непрерывной работы (терапия, структурный анализ, просвечивание материалов).

Поэтому при проектировании рентгеновских трубок необходимо производить расчет распределения температур в аноде при продолжительной непрерывной работе, так как мощность трубки

определяется прежде всего температурами, возникающими на зеркале в центре фокуса и в меди под зеркалом.

Решение этой задачи заключается в интегрировании дифференциального уравнения теплопроводности при определенных граничных условиях, выводимых из физических условий задачи и следующих упрощающих допущений:

1. Анод трубки принимается в виде прямого цилиндра с круглым сечением радиуса R см, состоящего из двух частей, сделанных из различных материалов: зеркала (W, Mo, Ag, Ni, Co, Fe, Cr) толщиной d_1 см с коэффициентом теплопроводности k_1 и медного тела анода длиной d_2 см с коэффициентом теплопроводности k_2 (рис. 2-47).

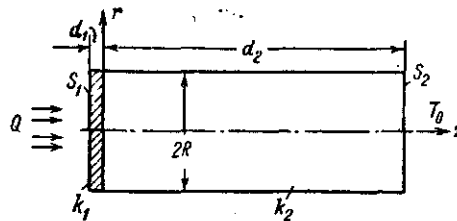


Рис. 2-47. Схематическое изображение конструкции анода.

(рис. 2-47).

2. Формула фокуса круглая.

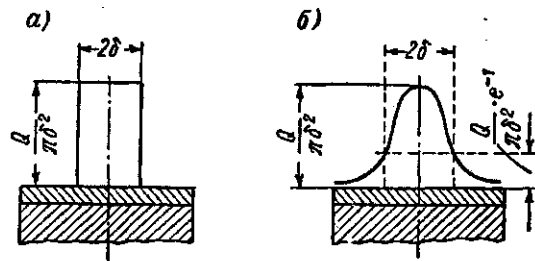


Рис. 2-48. Распределение плотности теплового потока по активной поверхности анода: а — постоянная плотность по площади фокуса радиуса δ ; $f(r) = \frac{Q}{\pi \cdot \delta^2}$; б — распределение по закону

$$f(r) = \frac{Q}{\pi \cdot \delta^2} \cdot e^{-\frac{(r/\delta)^2}{2}}.$$

3. Через поверхность S_1 непрерывно входит тепловой поток, причем закон распределения электронов в фокусе $f(r)$ может иметь различный вид. Можно полагать, что на площади фокуса радиуса δ см тепловой поток имеет постоянную плотность (рис. 2-48, а):

$$f(r) = \frac{Q}{\pi \delta^2} \quad (2-62)$$

либо его плотность распределена по некоторому закону, выраженному какой-либо формулой, приближающемуся к действительному распределению, например, формулой:

$$f(r) = \frac{Q}{\pi \delta^2} e^{-\frac{r^2}{\delta^2}}, \quad (2-63)$$

где δ — условный радиус круглого фокуса, равный расстоянию от центра фокуса до точки, в которой плотность потока $f(r)$ уменьшается в e раз ($e=2,718...$ — основание натуральных логарифмов) — рис. 2-48, б.

4. Через основание S_2 , поддерживаемое интенсивным охлаждением при постоянной температуре T_0 , отводится весь тепловой поток, входящий через поверхность S_1 , с равномерной плотностью по всей поверхности S_2 :

$$q_{S_2} = \frac{Q}{\pi R^2}. \quad (2-64)$$

5. Теплоотдачей с боковой поверхности пренебрегаем, так как конвекция в вакууме отсутствует, а теплоизлучение охлаждаемого анода незначительно.

6. При распространении тепла вдоль оси анода от зеркала к медному телу анода температура изменяется плавно, без скачка.

Введем цилиндрическую систему координат, ось которой направим вдоль оси анода, а начало координат поместим в точку пересечения оси цилиндра с плоскостью спая зеркала с медным телом анода. Температуру зеркала и медной части анода обозначим T_1 и T_2 .

Так как в нашем случае (осевая симметрия) температура зависит только от r и z и не зависит от угла φ , то дифференциальные уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах имеют следующую форму:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} = 0; \quad (2-65)$$

$$\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} = 0. \quad (2-65')$$

При этом имеют место следующие граничные условия:

1) при $r=R$

$$\left| \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r=R} = \left| \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r=R} = 0;$$

2) при $z=0$.

$$T_1|_{z=0} = T_2|_{z=0} \quad \text{и} \quad k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z};$$

3) при $z=d_2$

$$T_2 = T_0 \text{ и } -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \frac{Q}{\pi R^2};$$

4) при $z=-d_1$

$$-k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = f(r).$$

Решения уравнений (2-65) и (2-65'), удовлетворяющие перечисленным выше граничным условиям, зависят от вида функции $f(r)$ — закона распределения плотности электронов в фокусе трубки.

В частном случае, когда распределение электронов (теплового потока) по поверхности фокуса имеет постоянную плотность

$$f(r) = q = \frac{Q}{\pi b^2},$$

решение принимает вид [Л.103]

$$T_1 = T_0 + \frac{Q}{\pi R^2} \left(\frac{d_2}{k_2} - \frac{z}{k_1} \right) + \frac{Q}{\pi R k_1} \sum_{n=1}^{\infty} L_n R_n \frac{2R J_1(\beta_n b)}{\beta x'_n}; \quad (2-66)$$

$$T_2 = T_0 + \frac{Q}{\pi R^2} \frac{d_2 - z}{k_2} + \frac{Q}{\pi R k_1} \sum_{n=1}^{\infty} M_n R_n \frac{2R J_1(\beta_n b)}{\beta x_n^{(1)}}. \quad (2-67)$$

Если принять закон распределения теплового потока в фокусе указанного выше вида $f(r) = \frac{Q}{\pi b^2} e^{-\frac{r^2}{b^2}}$, то решение принимает несколько иной вид [Л.96]:

$$T_1 = T_0 + \frac{Q}{\pi R^2} \left(\frac{d_2}{k_2} - \frac{z}{k_1} \right) + \frac{Q}{\pi R k_1} \sum_{n=1}^{\infty} L_n R_n e^{-\left(\frac{x_n^{(1)}}{2} \right)^2 \left(\frac{b}{R} \right)^2}; \quad (2-68)$$

$$T_2 = T_0 + \frac{Q}{\pi R^2} \frac{d_2 - z}{k_2} + \frac{Q}{\pi R k_1} \sum_{n=1}^{\infty} M_n R_n e^{-\left(\frac{x_n^{(1)}}{2} \right)^2 \left(\frac{b}{R} \right)^2}. \quad (2-69)$$

В этих формулах

$$L_n = \frac{\operatorname{sh}(\beta_n d_2) \operatorname{ch}(\beta_n z) + \frac{k_2}{k_1} \operatorname{ch}(\beta_n d_2) \operatorname{sh}(\beta_n z)}{\operatorname{sh}(\beta_n d_1) \operatorname{sh}(\beta_n d_2) + \frac{k_2}{k_1} \operatorname{ch}(\beta_n d_1) \operatorname{ch}(\beta_n d_2)}, \quad (2-70)$$

$$M_n = \frac{\operatorname{sh}[\beta_n (d_2 + z)]}{\operatorname{sh}(\beta_n d_1) \operatorname{sh}(\beta_n d_2) + \frac{k_2}{k_1} \operatorname{ch}(\beta_n d_1) \operatorname{ch}(\beta_n d_2)} \quad (2-71)$$

$$R_n = \frac{J_0(\beta_n r)}{x_n^{(1)} J_0^2(x_n^{(1)})}, \quad (2-72)$$

$J_0(\beta_n r)$ и $J_1(\beta_n \delta)$ — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков соответственно; $\beta_n = \frac{x_n^{(1)}}{R}$, где R — радиус анода; $x_n^{(1)}$ — корни функции Бесселя первого рода первого порядка, определяемые из уравнения $J_1(x) = 0$, причем индекс n имеет только целые значения ($n = 1, 2, 3, \dots$) и указывает порядковый номер корня этого уравнения.

Значения функций Бесселя и их корней приведены в таблицах специальных функций.

Ряды в формулах (2-66) — (2-69) сходятся, и подстановкой определенных значений r и z можно вычислить температуру в любой точке тела анода.

Однако при практических расчетах анодов рентгеновских трубок необходимо знать только наибольшие температуры зеркала и медного тела анода, т. е. температуры центра поверхности фокуса $T_f(r=0; z=-d_1)$ и центра плоскости спая зеркала с телом анода $T_g(r=0; z=0)$.

В этом случае формулы (2-66) — (2-69) упрощаются¹ и могут быть записаны в следующем виде:

$$T_f = T_0 + \frac{W}{\pi R^2} \left(\frac{d_1}{k_1} + \frac{d_2}{k_2} \right) + \frac{W}{\pi R k_1} N_f; \quad (2-73)$$

$$T_g = T_0 + \frac{W}{\pi R^2} \frac{d_2}{k_2} + \frac{W}{\pi R k_1} N_g, \quad (2-74)$$

¹ Заметим, что при $r=0$ множитель R_n под знаком суммы имеет постоянное значение:

$$R_n = \frac{J_0(\beta r)}{x_n^{(1)} J_0^2(x_n^{(1)})} \approx \frac{\pi}{2} = 1,57,$$

так как

$$J_0(0) = 1, \text{ а } x_n^{(1)} J_0^2(x_n^{(1)}) \approx \frac{2}{\pi}.$$

где W выражено в вт , k_1 и k_2 — в $\text{вт/см} \cdot \text{град}$ и d_1 и d_2 — в см ; N_f и N_g — некоторые функции геометрических размеров анода и отношения радиуса фокуса к радиусу анода $\frac{\delta}{R}$. Эти функции были вычислены путем суммирования рядов в формулах (2-66) и (2-67) [Л.103] и (2-68) и (2-69) [Л.96], и составлены соответствующие таблицы.

В работе [Л.96] функции N_f и N_g вычислены для анода средних размеров — диаметром около 30 мм, длиной $d_2=2R$ — с вольфрамовым зеркалом толщиной $d_2=2$ мм при различных значениях $\frac{\delta}{R}$ и представлены в табл. 2-3.

Таблица 2-3

| $\frac{\delta}{R}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| N_f | 7,310 | 3,280 | 1,828 | 1,118 | 0,701 | 0,438 |
| N_g | 1,722 | 1,187 | 0,805 | 0,541 | 0,359 | 0,260 |

В работе других авторов [Л. 103] функции N_f и N_g вычислены для различных значений отношений радиуса фокуса δ и толщины зеркала d_1 к радиусу анода $\left(\frac{\delta}{R}, \frac{d_1}{R}\right)$ при длине анода $d_2=2R$ и представлены в табл. 2-4 (для однородного анода без зеркала, $k_1=k_2$) и табл. 2-5 (для медного анода с вольфрамовым зеркалом, $\frac{k_2}{k_1}=3$)².

Таблица 2-4

| $\frac{\delta}{R}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|
| N_f | 8,544 | 3,837 | 2,214 | 1,306 |

Таблица 2-5

| $\frac{d_1}{R}$ | N_f | | | | N_g | | | |
|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 |
| 0,1 | 7,298 | 2,854 | 1,488 | 0,782 | 1,410 | 0,900 | 0,587 | 0,311 |
| 0,2 | 8,118 | 3,454 | 1,894 | 1,050 | 0,680 | 0,540 | 0,400 | 0,292 |
| 0,3 | 8,370 | 3,674 | 2,071 | 1,185 | 0,378 | 0,328 | 0,233 | 0,203 |
| 0,4 | 8,468 | 3,765 | 2,144 | 1,250 | 0,226 | 0,204 | 0,172 | 0,138 |

² Значения функций N_f и N_g , данные в табл. 2-4 и 2-5, вдвое больше соответствующих значений, приведенных в статье [Л.103], так как упрощенные формулы (2-73) и (2-74) записаны в несколько ином виде.

Дальнейшие исследования [Л. 102] показали, что приведенными в табл. (2-3), (2-4) и (2-5) значениями для N_f и N_g можно пользоваться без очень большой погрешности и в случае, когда длина анода d_2 меньше $2R$ (приблизительно до $d_2=R$). В случае тонких анодов ($d \ll R$) (трубки с полым анодом) формулы (2-73) и (2-74) не применимы, и при расчете следует пользоваться более сложными формулами, учитывающими и интенсивность отвода тепла от охлаждаемой поверхности [Л. 102].

Применение формул (2-73) и (2-74) при наличии табл. 2-3 или 2-4 и 2-5, как видно из следующего примера, очень просто.

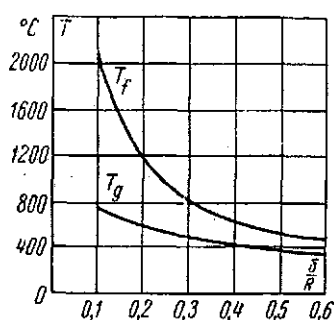


Рис. 2-49. Зависимость температуры центра фокуса и центра плоскости спая от δ/R .

Пример. Анод рентгеновской трубки типа 0,9БПМ-180 имеет приблизительно следующие размеры: средний радиус анода $R=1,25$ см; толщина вольфрамового зеркала $d_1=0,2$ см; длина медного тела анода $d_2=4$ см.

Коэффициент теплопроводности вольфрама принят равным

$$k_W = 0,98 \text{ вт/см} \cdot \text{град}$$

и меди

$$k_{Cu} = 3,26 \text{ вт/см} \cdot \text{град}.$$

Определить температуры T_f и T_g при данной нагрузке

$$W = 900 \text{ вт}.$$

Подставляя значения W , k_W , k_{Cu} , d_1 , d_2 и R в формулы (2-73) и (2-74) и полагая $T_0 = 100^\circ \text{C}$, получаем

$$T_f = 100 + \frac{900}{\pi \cdot 1,25^2} \left[\frac{0,2}{0,98} + \frac{4}{3,26} \right] + \frac{900}{\pi \cdot 0,98 \cdot 1,25} N_f = 364 + 234 N_f.$$

$$T_g = 100 + \frac{900 \cdot 4}{3,26 \pi \cdot 1,25^2} + \frac{900}{\pi \cdot 0,98 \cdot 1,25} N_g = 326 + 234 \cdot N_g.$$

Задаваясь теперь различными значениями $\frac{\delta}{R}$ от 0,1 до 0,6 и пользуясь табл. 2-3, получаем соответствующие значения T_f и T_g .

Результаты вычислений сведены в табл. 2-6 и представлены кривыми на рис. 2-49.

Таблица 2-6

| $\frac{\delta}{R}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 |
|--------------------|------|------|-----|-----|-----|-----|
| T_f | 2072 | 1130 | 790 | 624 | 526 | 465 |
| T_g | 728 | 603 | 513 | 448 | 409 | 386 |

Из таблицы и кривых (рис. 2-49) видим, что при малых размерах фокуса ($\frac{\delta}{R} < 0,2$) нагрузочная способность трубки лимитируется температурой центра фокуса T_f , в то время как при $\frac{\delta}{R} > 0,2$ предельная мощность трубки определяется температурой меди под зеркалом T_g . Действительно, так как T_f и T_g пропорциональны нагрузке W , то при понижении температур T_f и T_g вследствие увеличения радиуса фокуса ($\frac{\delta}{R}$) можно соответственно увеличить нагрузку трубки. Так, если принять допустимыми температуры нагрева вольфрама в центре фокуса $T_f = 1600^\circ \text{C}$ и меди под зеркалом $T_g = 750^\circ \text{C}$, то для достижения указанной температуры фокуса необходимо увеличить нагрузку в $\frac{1600}{T_f}$ раз, а для достижения предельной температуры меди под зеркалом — в $\frac{750}{T_g}$ раз.

В табл. 2-7 приведены результаты таких вычислений.

Из табл. 2-7 видно, что при остром фокусе ($\frac{\delta}{R} = 0,1$) температура вольфрама в центре фокуса получается слишком высокой ($T_f = 2072^\circ \text{C} > 1600^\circ \text{C}$), а температура меди под зеркалом оказывается несколько ниже допустимой ($T_g = 728^\circ \text{C} < 750^\circ \text{C}$). Тем не менее из-за перегрева вольфрама нагрузку трубки следует снизить до значения $W = 900 \times 0,775 = 695 \text{ вт}$. При увеличении фокуса ($\frac{\delta}{R} \geq 0,2$) температуры T_f и T_g оказываются ниже допустимых, и поэтому нагрузку трубки можно увеличить. Однако увеличение нагрузок при этом будет лимитироваться уже температурой меди под зеркалом T_g . Значения допустимых нагрузок трубки для различных $\frac{\delta}{R}$ ($0,2 \div 0,6$), вычисленные по формуле $W = 900 \frac{750}{T_g}$, даны

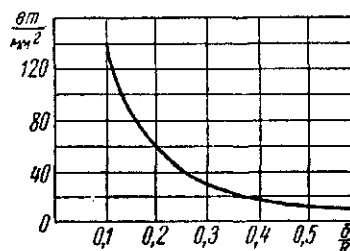


Рис. 2-50. Зависимость допустимой удельной нагрузки фокуса от δ/R .

Таблица 2-7

| $\frac{\delta}{R}$ | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,4 | 0,5 | 0,6 |
|--|-------|-------|------|------|------|------|
| $\delta, \text{ мм}$ | 1,25 | 2,50 | 3,75 | 5,0 | 6,25 | 7,5 |
| $S_F = \pi \delta^2, \text{ мм}^2$ | 4,92 | 19,68 | 44,3 | 79 | 123 | 177 |
| $\frac{1600}{T_f}$ | 0,775 | 1,41 | 2,03 | 2,57 | 3,04 | 3,44 |
| $\frac{750}{T_g}$ | 1,03 | 1,24 | 1,46 | 1,67 | 1,83 | 1,94 |
| $W, \text{ вт}$ | 695 | 1116 | 1315 | 1500 | 1650 | 1745 |
| $w_0 = \frac{W}{S_F}, \text{ вт/мм}^2$ | 141 | 56,7 | 29,7 | 19 | 13,5 | 9,9 |

и пятой строке табл. 2-7. При этом предполагается, что охлаждение анода проточным маслом обеспечивает отвод выделяющейся на аноде теплоты.

В табл. 2-7 даны также вычисленные значения радиуса фокуса δ [мм], площади фокуса S_F [мм²] и средние по поверхности фокуса удельные нагрузки w_0 [вт/мм²], при которых температура центра фокуса и меди под зеркалом не превосходят принятых значений ($T_f = 1600^\circ \text{C}$ и $T_z = 750^\circ \text{C}$). По данным последней строки построен график зависимости допустимой удельной нагрузки w_0 от диаметра фокуса (рис. 2-50). Меньшие фокусы допускают большие удельные нагрузки, потому что окружающие вольфрам и медь более эффективно отводят тепло от малого фокуса, чем от фокуса большого диаметра.

2-22. Охлаждение анода

После выключения трубки температура фокуса быстро падает вследствие теплопроводности вольфрама и меди и повышается температура всей массы тела анода. При кратковременных больших нагрузках, как мы видели, теплота, развивающаяся в фокусе, не успевает распространяться далеко в глубь анода; поэтому допустимая секундная нагрузка не зависит от способа охлаждения анода и определяется только площадью фокуса, конструкцией и физическими свойствами материала анода.

При длительной работе трубки способ и интенсивность охлаждения анода имеют большое значение. Действительно, в случае продолжительной работы трубки, даже при небольшой нагрузке, теплота, выделяющаяся на аноде, постепенно повышает его температуру и, если не будут приняты меры к отводу теплоты, анод может перегреться и расплавиться. Кроме того, при перегреве анода из него могут выделиться газы, и трубка выйдет из строя. Чтобы предохранить анод от перегрева и повысить мощность трубки применяются различные охлаждающие устройства, отводящие теплоту от анода в окружающую среду.

Известно, что теплота от нагретого тела может отводиться тремя различными путями: 1) радиацией, т. е. лучеиспусканием, 2) теплопроводностью, 3) конвекцией.

В зависимости от конструкции трубки отвод тепла от анода совершается одним, двумя или всеми тремя путями одновременно.

Принцип охлаждения анода радиацией (лучеиспусканием) теплоты в чистом виде используется в терапевтических трубках. Анод этих трубок (рис. 1-12) изготавливается из массивного вольфрамового стержня, который под действием электронной бомбардировки во время работы нагревается до белого каления. При этом излучение теплоты с его поверхности становится настолько интенсивным, что без охлаждающего устройства наступает равновесное состояние между теплотой, развивающейся на аноде, и его лучеиспусканием. Для увеличения лучеиспускания поверхность вольфрамового анода увеличивают, придавая ему

форму пластины толщиной 1—2,5 мм и с большой поверхностью, до $(10 \div 12) \times 2 \text{ см}^2$ (рис. 2-51), и при этом продолжительная нагрузка трубки достигает 1,5 кВт. При достигаемых во время работы трубки температурах 1700—1900°С анод начинает испускать электроны; поэтому такие трубки могут работать только на постоянном или выпрямленном напряжении.

Охлаждение анодов широко распространенных трубок, снабженных радиаторным охладителем (рис. 2-52), осуществляется радиацией, теплопроводностью и конвекцией одновременно.

Анод таких трубок изготавливается в виде полого медного цилиндра, к закрытому концу которого припаивается вольфрамовое зеркало. Ко второму, открытому, концу анода припаивается кольцо (феррохромовое или коваровое), которое спаивается со стеклянной ножкой (трубкой), поддерживающей анод.

В полость анода, сообщающуюся с наружным воздухом, плотно вставляется охлаждающий медный стержень, наружный конец которого снабжается радиатором в виде тонких медных дисков. Часть теплоты, выделяющейся на аноде с радиаторным охладителем, отдается путем радиации, другая часть теплоты отводится путем теплопроводности через медный стержень к охлаждающим ребрам, где и передается окружающему воздуху путем радиации и конвекции.

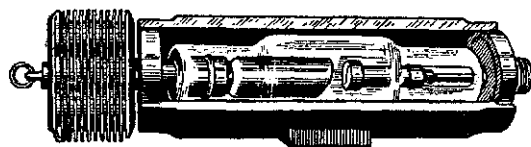


Рис. 2-52. Диагностическая защитная трубка с ребристым охлаждением анода.

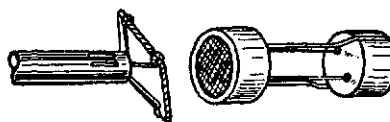


Рис. 2-51. Детали терапевтической трубки с охлаждением анода радиацией.

Распространенность этого метода охлаждения объясняется его значительной эффективностью и главным образом удобством обращения с трубкой, снабженной радиаторным охладителем. Однако для продолжительной непрерывной работы трубки действие этого охладителя недостаточно. Для увеличения теплоотдачи радиатора необходимо увеличить его поверхность и усилить омывание его холодным воздухом. Подобная конструкция приведена на рис. 2-53. К охлаждающему стержню прикреплен охладитель в виде алюминиевого цилиндра с почерненной поверхностью, в котором просверлено большое число отверстий, образующих решетку; в каналах охладителя возникает естественная тяга, способствующая более быстрому обмену воздуха и, следовательно, улучшению охлаждения. На рис. 2-54 даны тепловые характеристики такого охладителя.

Современные безопасные диагностические рентгеновские трубки обычно снабжаются радиатором небольших размеров и помещаются в масло. При этом теплота от анода передается

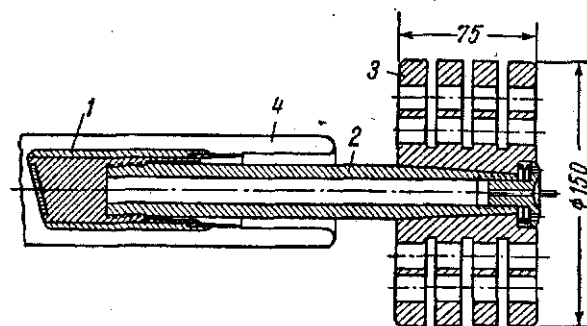


Рис. 2-53. Анод рентгеновской трубки с радиаторным охлаждением.

1 — анод; 2 — стержень анода; 3 — радиатор; 4 — стеклянная ножка анода.

к радиатору путем теплопроводности и затем от радиатора к маслу путем конвекции (см. рис. 2-89).

Наиболее эффективный способ охлаждения анода — охлаждение водой — основан:

- а) на увеличении теплоемкости анода;
- б) на расходовании выделяющейся на аноде теплоты, на испарении воды;
- в) на отводе теплоты проточной водой.

Отвод теплоты может быть осуществлен также и пропусканием через полый анод потока масла или воздуха.

В трубках, охлаждаемых водой, полый анод сообщается со стеклянным или металлическим (рис. 2-55) бачком, наполняемым водой. Так как теплоемкость воды ($C=1 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$) во много раз выше таковой для металлов (для меди $C=0,091 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$; для железа $C=0,133 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$), то анод, напол-

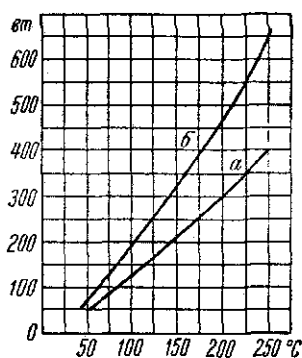


Рис. 2-54. Теплоотдача радиатора, изображенного на рис. 2-60: а — для чистой поверхности; б — для почерненной поверхности.

ненный водой, может при незначительном нагревании воспринимать большое количество теплоты.

При работе трубки, охлаждаемой водой, температура последней постепенно повышается до 100° , затем вода вскипает, и

в дальнейшем выделяющаяся теплота расходуется на испарение воды, а температура анода остается почти постоянной. При наступлении бурного кипения воды в бачке трубку выключают на некоторое время для охлаждения.

Очевидно, что для случаев работы трубки при продолжительных непрерывных больших нагрузках, например при химическом или структурном анализе, а также при просвечивании металлов и терапии, этот способ охлаждения недостаточен. В этих случаях применяется охлаждение проточной водой или проточным маслом.

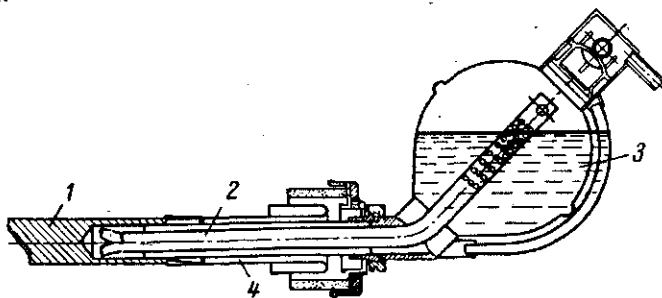


Рис. 2-55. Анод рентгеновской трубки, охлаждаемой водой.
1 — анод; 2 — патрубок; 3 — бачок; 4 — стеклянная ножка анода.

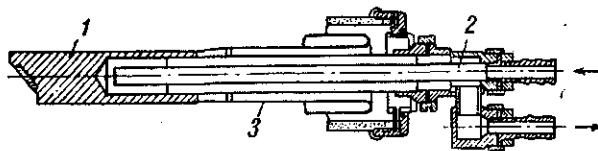


Рис. 2-56. Анод рентгеновской трубки, охлаждаемый проточной водой.
1 — анод; 2 — вилка охлаждающего устройства; 3 — стеклянная ножка анода.

В полость анода вводится охлаждающая жидкость по центрально расположенной латунной трубке 2 (рис. 2-56). Принудительное движение воды или масла производится при помощи небольшого центробежного насоса. В случае охлаждения водой центробежный насос должен быть изолирован от земли и от вращающего его электродвигателя.

При работе трубки на низких напряжениях может быть применено охлаждение анода водой, подводимой от водопровода по длинным резиновым и стеклянным трубкам, увеличивающим сопротивление утечки тока.

Метод охлаждения проточной водой представляет значительное неудобство в эксплуатации вследствие необходимости в дополнительных устройствах, но зато является наиболее эффективным.

2-23. Расчет охлаждения анода проточной жидкостью

В современных мощных рентгеновских трубках, работающих при длительных нагрузках, достигающих трех и больше киловатт, а также в трубках с полым анодом даже наиболее эффективный метод охлаждения анодов — проточной жидкостью — может оказаться достаточным только при правильном выборе конструкции и размеров охлаждающей системы и количества протекающей жидкости в единицу времени. Поэтому при конструировании мощных трубок и трубок с тонким анодом одной из наиболее важных проблем является проблема охлаждения анода.

Система охлаждения анода проточной жидкостью, обычно применяющаяся в рентгеновских трубках (рис. 2-56), весьма своеобразна, и до сего времени теплоотдача аналогичных систем не исследовалась. Своеобразие же движения жидкости в аноде (резкий поворот на 180°) не позволяет использовать известные расчетные формулы, полученные для длинных прямых труб и приводимые в специальной литературе [Л. 32].

Поэтому в рентгентехнической лаборатории ЛЭТИ была проведена большая работа по исследованию теплоотдачи охлаждаемой поверхности анода [Л. 102]. При этом в соответствии с характером движения жидкости охлаждаемая поверхность разбивалась на две части и исследовалась теплоотдача торцевой поверхности (дна канала анода), омываемой жидкостью с перпендикулярным к ней направлением движения, и боковой поверхности, представляющей собою короткую прямую трубу.

В результате этих исследований были получены следующие формулы для определения коэффициентов теплоотдачи:¹

1) торцевой поверхности

$$\alpha_1 = 1,68 \text{Re}^{0,46} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda}{d}; \quad (2-75)$$

2) боковой поверхности

$$\alpha_2 = 0,22 \text{Re}^{0,6} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda}{d}. \quad (2-76)$$

Эти формулы были проверены для значений числа Re от 100 до 30 000 и применимы при температуре торца охлаждаемой поверхности не выше 110°C для воды и 220°C для трансформаторного масла при скорости движения жидкости не меньше 1 м/сек.

¹ Для прямых длинных труб обычно рекомендуется формула:

$$\alpha = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda}{d}, \quad (2-77)$$

В этих формулах:

$Re = \frac{wd}{\nu}$ — безразмерная величина, так называемый критерий

(число) Рейнольдса, характеризующий режим движения жидкости: при $Re < 2200$ поток жидкости в длинных прямых трубках получается ламинарным — параллельными струйками; охлаждение при этом малоэффективно; при $Re > 2200$ движение становится вихревым — турбулентным, и теплоотдача повышается; в случае сложных систем турбулизация потока наступает при значительно меньших значениях числа Re ;

$Pg = \frac{\nu}{a}$ — критерий Прандтля — безразмерная величина, характеризующая физические свойства жидкости; для воздуха $Pg = 0,72$ — величина постоянная, не зависящая ни от давления, ни от температуры;

w — скорость протекания жидкости, м/сек;

d — диаметр трубы, по которой протекает жидкость, м; если канал сечения S м² имеет некруглую форму, то под d понимают эквивалентный диаметр, определяемый по формуле $d_{\text{экв}} = \frac{4S}{L}$, где L — периметр сечения трубы;

ν — кинематическая вязкость жидкости, м²/сек;

a — коэффициент температуропроводности жидкости, м²/сек;

λ — коэффициент теплопроводности жидкости, выраженный в ккал/м·ч·град.

Значения Pg , ν и λ берут для средней температуры жидкости, т. е. для

$$t_{\text{ср}} = 0,5(t_{\text{вых}} + t_{\text{вх}}),$$

пользуясь таблицами или графиками, помещенными в специальных руководствах [Л. 32].

В табл. 2-8 приводятся некоторые физические параметры воды, трансформаторного масла и воздуха.

Пользуясь приведенными формулами и табл. 2-8, можно легко вычислить коэффициенты теплоотдачи торцевой α_1 и боковой α_2 охлаждаемых поверхностей анода.

Количество тепла Q_1 , передаваемого в единицу времени от торцевой поверхности анода к жидкости, в ккал/ч определяется формулой Ньютона

$$Q_1 = \alpha_1 F_1 (t_{\text{ст}} - t_{\text{ср}}), \quad (2-78)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи торцевой поверхности, ккал/м²·ч·град;

F_1 — площадь торцевой поверхности, м²;

$t_{\text{ст}}$ — температура стенки торца, °С;

$t_{\text{ср}}$ — средняя температура охлаждающей жидкости, °С.

Таблица 2-8

Некоторые физические параметры охлаждающих жидкостей

| Температура, °C | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|---|---|-------|-------|-------|-------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|
| Вода | $\lambda, \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$ | 0,474 | 0,494 | 0,515 | 0,531 | 0,545 | 0,567 | 0,574 | 0,580 | 0,585 | 0,587 |
| | $10^8 \nu, \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$ | 1,79 | 1,30 | 1,00 | 0,805 | 0,659 | 0,556 | 0,415 | 0,366 | 0,326 | 0,295 |
| | P_r | 13,7 | 9,56 | 7,06 | 5,5 | 4,3 | 3,56 | 3,00 | 2,56 | 2,23 | 1,95 |
| | $P_r^{0,4}$ | 2,85 | 2,47 | 2,19 | 1,98 | 1,794 | 1,664 | 1,554 | 1,457 | 1,307 | 1,25 |
| | $10^4 \beta, \frac{1}{^\circ\text{C}}$ | -0,63 | +0,7 | 1,82 | 3,21 | 3,87 | 4,49 | 5,11 | 5,70 | 6,95 | 7,52 |
| Трансформаторное масло по данным МЭИ | $10^3 \lambda, \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$ | 9,66 | 9,59 | 9,51 | 9,44 | 9,37 | 9,30 | 9,22 | 9,15 | 9,00 | 8,93 |
| | $10^4 \nu, \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$ | 0,705 | 0,379 | 0,225 | 0,147 | 0,103 | 0,0758 | 0,0578 | 0,0414 | 0,0366 | 0,0308 |
| | P_r | 866 | 484 | 298 | 202 | 146 | 111 | 87,8 | 71,3 | 59,3 | 50,5 |
| | $P_r^{0,4}$ | 14,9 | 11,9 | 9,75 | 8,36 | 7,32 | 6,6 | 5,95 | 5,52 | 5,12 | 4,8 |
| | $10^4 \beta, \frac{1}{^\circ\text{C}}$ | 6,80 | 6,85 | 6,90 | 6,95 | 7,00 | 7,05 | 7,10 | 7,15 | 7,20 | 7,30 |
| Воздух | $10^3 \lambda, \frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}}$ | 2,04 | 2,11 | 2,17 | 2,22 | 2,28 | 2,34 | 2,41 | 2,46 | 2,52 | 2,64 |
| | $10^8 \nu, \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$ | 13,7 | 14,7 | 15,7 | 16,61 | 17,60 | 18,60 | 19,60 | 20,65 | 21,70 | 23,75 |

$$\beta = \frac{1}{T, ^\circ\text{K}}; P_r = 0,722 = \text{const}; P_r^{0,4} = 0,88$$

Для вычисления количества тепла Q_2 , отдаваемого внутренней боковой поверхностью анода жидкости, формула Ньютона не применима, так как температура по длине канала анода не остается постоянной.

В этом случае анод следует рассматривать как полый цилиндр, с внутренней поверхности которого происходит теплоотдача; пренебрегая теплоотдачей внешней его поверхности, можно воспользоваться формулой, служащей для вычисления тепла, отдаваемого боковой поверхностью канала анода охлаждающей жидкости [Л. 32, стр. 323]:

$$Q_2 = (t_{cm} - t_{cp}) \lambda_2 F_2 m \text{ th } ml, \quad (2-79)$$

где λ_2 — коэффициент теплопроводности материала анода (для меди $\lambda_2 = 330 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$);

F_2 — площадь поперечного сечения металла трубчатой части анода, м^2 ;

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_2 L}{\lambda_2 F_2}};$$

α_2 — коэффициент теплоотдачи внутренней боковой поверхности анода, $\text{ккал/м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}$;

L — внутренний периметр сечения канала анода, м .

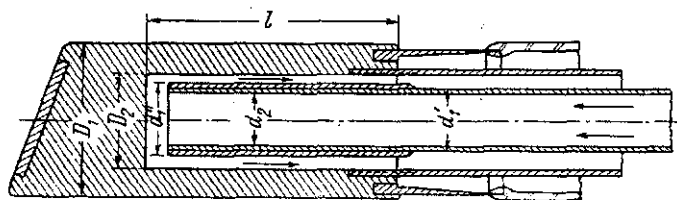


Рис. 2-57. Эскиз анода трубки типа РДВ.

Полное количество тепла, отдаваемое охлаждающей жидкости:

$$Q = Q_1 + Q_2 = (t_{cm} - t_{cp}) [\alpha_1 F_1 + \lambda_2 F_2 m \text{ th } ml], \text{ [ккал/ч]},$$

или

$$P = \frac{t_{cm} - t_{cp}}{0,863} [\alpha_1 F_1 + \lambda_2 F_2 m \text{ th } ml] [\text{вт}], \quad (2-80)$$

где $0,863 = \frac{0,24 \cdot 3600}{1000}$ — тепловой эквивалент одного ватт-часа, $\text{ккал/вт} \cdot \text{ч}$.

Пример 1. Через полость анода рентгеновской трубки типа РДВ, эскиз и основные размеры которого даны на рис. 2-57, протекает вода со скоростью $V = 4, 6$ и 8 литров в минуту. Определить допустимые нагрузки трубки, если средняя температура охлаждающей воды $t_{cp} = 20^\circ \text{C}$ и допустимая температура наиболее нагретой части охлаждаемой поверхности (торца) $t_{cm} = 110^\circ \text{C}$; $D_1 = 30 \text{ мм}$; $D_2 = 19 \text{ мм}$; $d_2 = 10 \text{ мм}$; $l = 50 \text{ мм}$.

Расчет провести для двух вариантов, отличающихся друг от друга только наружным диаметром внутренней трубки: $d_1^I = 12$ мм и $d_1^{II} = 16$ мм.

Решение. Площадь торцевой поверхности охлаждаемого канала:

$$F_1 = \frac{\pi D_2^2}{4} = \frac{\pi \cdot 19^2}{4} = 283 \text{ мм}^2.$$

Площадь сечения меди трубчатой части анода:

$$F_2 = \pi \frac{D_1^2 - D_2^2}{4} = \pi \frac{30^2 - 19^2}{4} = 424 \text{ мм}^2.$$

Внутренний периметр сечения канала анода:

$$L = \pi D_2 = \pi \cdot 19 = 59,6 \approx 60 \text{ мм}.$$

Площадь сечения отверстия внутренней трубки:

$$S_1 = \frac{\pi \cdot d_2^2}{4} = \frac{\pi \cdot 10^2}{4} = 79 \approx 80 \text{ мм}^2.$$

Площадь сечения кольцевого зазора в первом варианте:

$$S_2^I = \pi \frac{19^2 - 12^2}{4} \approx 170 \text{ мм}^2.$$

Площадь сечения кольцевого зазора во втором варианте:

$$S_2^{II} = \pi \frac{19^2 - 16^2}{4} \approx 80 \text{ мм}^2.$$

Эквивалентный диаметр зазора в первом варианте:

$$d_{\text{экв I}} = \frac{4S}{L} = \frac{4\pi (r_2^2 - r_1^2)}{2\pi (r_1 + r_2)} = 2 \cdot (r_2 - r_1) = 2\delta_1 = 19 - 12 = 7 \text{ мм}.$$

Эквивалентный диаметр зазора во втором варианте:

$$d_{\text{экв II}} = 2\delta_{II} = 19 - 16 = 3 \text{ мм},$$

где δ — толщина щели кольцевого зазора.

Значения физических параметров воды при $t_{ср} = 20^\circ \text{C}$ (см. табл. 2-8):

$$\lambda = 0,515 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}; \quad \nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек};$$

$$\text{Pr} = 7,04;$$

$$\text{Pr}^{0,4} = 2,19.$$

Далее составляем расчетные формулы.

Скорость движения воды в канале сечением S [см²] при расходе воды V [л/мин]:
в подводящей трубке

$$w = \frac{V \cdot 1000}{60 \cdot S_1 \cdot 100} = \frac{V \cdot 1000}{60 \cdot 0,8 \cdot 100} = 0,21V \text{ [м/сек]};$$

в кольцевом зазоре

$$w_I = \frac{V \cdot 1000}{60 \cdot 1,7 \cdot 100} = 0,098V \text{ [м/сек];}$$

$$w_{II} = \frac{V \cdot 1000}{60 \cdot 0,8 \cdot 100} = 0,21V \text{ [м/сек];}$$

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} = \frac{w \cdot 0,01}{10^{-6}} = 10^4 w;$$

$$Re^I = \frac{w_I d_{\text{экв}}^I}{\nu} = \frac{w_I \cdot 0,007}{10^{-6}} = 0,7 \cdot 10^4 \cdot w_I;$$

$$Re^{II} = \frac{w_{II} d_{\text{экв}}^{II}}{\nu} = \frac{w_{II} \cdot 0,003}{10^{-6}} = 0,3 \cdot 10^4 \cdot w_{II}.$$

$$\alpha_1 = 1,68 Re^{0,46} Pr^{0,4} \frac{\lambda}{d} = 1,68 \cdot 2,19 \frac{0,515}{0,010} Re^{0,46} = 190 Re^{0,46} \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}};$$

$$\alpha_2^I = 0,22 Re^{0,6} Pe^{0,4} \frac{\lambda}{d} = 0,22 \cdot 2,19 \frac{0,515}{0,007} Re^{0,6} = 35,4 Re^{0,6} \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}};$$

$$\alpha_2^{II} = 0,22 Re^{0,6} Pe^{0,4} \frac{\lambda}{d} = 0,22 \cdot 2,19 \frac{0,515}{0,003} Re^{0,6} = 82,7 Re^{0,6} \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot ^\circ\text{C}};$$

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_2 L}{\lambda_2 F_2}} = \sqrt{\frac{60 \cdot 10^{-3}}{330 \cdot 424 \cdot 10^{-6}}} \sqrt{\alpha_2} = 0,653 \sqrt{\alpha_2};$$

$$P = \frac{t_{cm} - t_{ж}}{0,863} [\alpha_1 F_1 + \lambda_2 F_2 m \text{ th } ml] = \frac{100 - 20}{0,863} [283 \cdot 10^{-6} \alpha_1 +$$

$$+ 330 \cdot 424 \cdot 10^{-6} m \text{ th } ml] = 93 [283 \cdot 10^{-6} \alpha_1 + 0,14 m \text{ th } ml].$$

Результаты расчета приведены в табл. 2-9.

Пример 2. Условия задачи остаются такие же, как и в предыдущем примере, но охлаждение анода производится трансформаторным маслом, средняя температура которого $t_{ср} = 40^\circ\text{C}$ и допустимая температура наиболее нагретой части охлаждаемой поверхности (торца) $T_1 = 220^\circ\text{C}$.

Определить допустимые нагрузки трубки при расходе масла

$$V = 4, 6, 8 \text{ и } 10 \text{ л/мин.}$$

Решение. Геометрические размеры анода те же.

Значения физических параметров трансформаторного масла при $t_{ср} = 40^\circ\text{C}$.

$$\lambda = 0,094 \text{ ккал/м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град}; \nu = 10,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}; Pr = 220.$$

В результате расчета, произведенного аналогично предыдущему, допустимые нагрузки трубки равны (табл. 2-10);

Таблица 2.9

| $V, \text{ л/мин}$ | 4 | 6 | 8 | $m_1 = 0,653 \sqrt{a^1}$ | 41,8 | 47 | 51,4 |
|--|--------|--------|--------|--|-------|-------|--------|
| $w = 0,21V, \text{ м/сек}$ | 0,84 | 1,26 | 1,68 | $m_{11} = 0,653 \sqrt{a_{11}}$ | 62,2 | 70 | 76,5 |
| $w_1 = 0,098V, \text{ м/сек}$ | 0,39 | 0,59 | 0,78 | $\text{th } m_1 l = \text{th } 0,05 m_1$ | 0,970 | 0,982 | 0,985 |
| $w_{11} = 0,21V, \text{ м/сек}$ | 0,84 | 1,26 | 1,68 | $\text{th } m_{11} l = \text{th } 0,05 m_{11}$ | 0,996 | 0,998 | 0,9987 |
| $Re = 10^4 w$ | 8400 | 12 600 | 16 800 | $a = 283 \cdot 10^{-6} a_1$ | 3,54 | 4,18 | 4,72 |
| $Re^{0,46}$ | 64 | 78 | 88 | $b_1 = 0,14 m_1 \text{ th } m_1 l$ | 5,68 | 6,45 | 7,1 |
| $Re_1 = 0,7 \cdot 10^4 w_1$ | 2730 | 4160 | 5460 | $b_{11} = 0,14 m_{11} \text{ th } m_{11} l$ | 8,66 | 9,78 | 10,70 |
| $Re_1^{0,6}$ | 116 | 147 | 174 | $A_1 = a + b_1$ | 9,22 | 10,63 | 11,82 |
| $Re_{11} = 0,3 \cdot 10^4 w_{11}$ | 2520 | 3780 | 5040 | $A_{11} = a + b_{11}$ | 12,2 | 13,96 | 15,42 |
| $Re_{11}^{0,6}$ | 110 | 140 | 166 | $P_1 = 93 A_1 [\text{см}]$ | 857 | 985 | 1100 |
| $\alpha_1 = 190 Re^{0,46} \left[\frac{\text{кгс/м}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}} \right]$ | 12 200 | 14 800 | 16 700 | $P_{11} = 93 A_{11} [\text{см}]$ | 1135 | 1295 | 1435 |
| $\alpha_2^1 = 35,4 Re_1^{0,6} \left[\frac{\text{кгс/м}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}} \right]$ | 4100 | 5200 | 6150 | $P_{11} : P_1$ | 1,32 | 1,32 | 1,31 |
| $\alpha_2^{11} = 82,7 Re_{11}^{0,6} \left[\frac{\text{кгс/м}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{град}} \right]$ | 9100 | 11 580 | 13 730 | — | — | — | — |

Таблица 2-10

| Расход масла, V , л/мин | 4 | 6 | 8 | 10 |
|--|------|------|------|------|
| Допустимая нагрузка P_I , $вт$ | 475 | 570 | 660 | 740 |
| » » P_{II} , $вт$ | 700 | 840 | 970 | 1035 |
| Отношение $\frac{P_{II}}{P_I}$ | 1,47 | 1,47 | 1,47 | 1,47 |

Из приведенных расчетов видно, что небольшое изменение размеров охлаждающей системы анода (увеличение толщины стенки подводящей трубки, что приводит к уменьшению зазора и увеличению скорости движения жидкости в нем), повышает допустимые нагрузки трубки рассмотренной конструкции на 32% при охлаждении водой и на 47% при охлаждении трансформаторным маслом.

2-24. Вакуумная оболочка трубки

Назначением оболочки трубки является отделение вакуумного пространства трубки от окружающего воздуха, поддержание электродов и их электрическая изоляция друг от друга на полное прикладываемое к трубке напряжение. Кроме того, рентгеновские лучи, возникающие внутри оболочки, не должны значительно ослабляться ее стенками. Поэтому материал, форма и размеры оболочки должны удовлетворять определенным требованиям.

Материал оболочки должен быть газонепроницаемым и легко обезгаживаться при откачке трубки.

Так как обезгаживание происходит лучше и быстрее при высоких температурах, то материал оболочки должен допускать достаточно высокую температуру нагрева.

Материал оболочки (или хотя бы отдельных участков ее) должен быть хорошим изолятором, позволяющим прикладывать к электродам трубки весьма высокие напряжения.

Для того чтобы рентгеновские лучи, возникающие на аноде, могли проходить через стенки оболочки с малым ослаблением, в состав ее вещества должны входить по возможности легкоатомные элементы.

Наконец, материал оболочки должен хорошо обрабатываться и быть прозрачным для видимого света, что облегчает процесс изготовления трубки.

Всеми этими свойствами в большей или меньшей степени обладает стекло. Поэтому в качестве материала для изготовления оболочек рентгеновских трубок почти исключительно применяется стекло. В разборных трубках оболочка делается из металла (бронза или сталь) и в качестве изолятора используется стекло или фарфор. В последнее время начали применять

для изготовления оболочек трубок некоторые керамические материалы.

Различные сорта стекла в зависимости от их состава сильно отличаются друг от друга по своим свойствам. В табл. 2-11 приведен химический состав некоторых стекол, применяемых в производстве рентгеновских трубок.

Таблица 2-11

Химический состав различных стекол

| Составные части | № 23 | № 46 | ЗС5 | ЗС8 | «Пирекс» |
|---|-------|-------|-------|-------|----------|
| Na ₂ O | 9,4 | 6,3 | 11,0 | 4,2 | 3,4 |
| K ₂ O | 7,1 | — | 7,2 | 3,6 | 0,8 |
| CaO | 8,5 | — | 6,8 | 0,4 | 0,5 |
| Al ₂ O ₃ | 3,9 | 3,0 | 3,9 | 2,6 | 2,5 |
| SiO ₂ | 68,4 | 68,2 | 69,0 | 65,4 | 79,8 |
| Fe ₂ O ₃ | — | — | 0,2 | 0,2 | 0,2 |
| B ₂ O ₃ | 2,7 | 17,5 | 1,7 | 23,4 | 12,3 |
| MgO | — | — | 0,2 | 0,2 | 0,5 |
| ZnO | — | 5 | — | — | — |
| Коэффициент линейного расширения $\alpha \cdot 10^7 \cdot \text{град}^{-1}$ | 84—87 | 46—48 | 48—50 | 46—48 | 33 |

Выбор сорта стекла определяется требованием обеспечения высокой электрической прочности трубки, которая в значительной степени зависит от качества стекла. Поэтому при изготовлении рентгеновских трубок применяют главным образом тугоплавкие стекла, обладающие хорошими электрическими свойствами. Выбор сорта стекла в свою очередь определяет выбор металлов, из которых изготавливаются спаиваемые со стеклом детали трубки.

В производстве отечественных рентгеновских трубок применяются главным образом два сорта стекла.

Тугоплавкое боросиликатное (так называемое молибденовое) стекло № 46 с низким коэффициентом теплового расширения и хорошими механическими, термическими и электрическими свойствами. Это стекло спаивается с молибденом, медью и специальным сплавом, известным под названием «ковар» или «феррико».

Натровое стекло № 23, менее тугоплавкое и с высоким коэффициентом расширения, спаивающееся с платиной, медью и высокохромистой сталью (феррохромом), а также со стеклом «гетан».

Для выпуска из трубки очень мягкого (длинноволнового) излучения в оболочке трубки делается против зеркала анода небольшое окошечко, которое заплавляется легкоатомным веществом.

вом, слабо поглощающим мягкое рентгеновское излучение, — стеклом «гетан», слюдой или бериллием.

Окна из стекла «гетан». Для запаивания окошек мягколучевых трубок применяется специальное бериллиево-литиевое стекло, содержащее только легкоатомные элементы (83% $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, 2,5% BeO , 14% B_2O_3), известное в зарубежной литературе под названием линдеммановского стекла. У нас аналогичное стекло известно под названием «гетан». Его примерный состав:

| | |
|-----------------------------------|-------|
| BeCO_3 | 5,3% |
| LiCO_3 | 17,3% |
| $\text{B}(\text{OH})_3$ | 77,4% |

Это стекло химически нестойко, и поэтому гетановые окошки необходимо защищать от воздействия влажного воздуха покрытием специальным лаком, так называемым цапонлаком (раствор целлулоида в ацетоне).

Благодаря тому, что в состав этого стекла входят только низкоатомные элементы, прозрачность его значительно больше, чем прозрачность стекол, из которых делаются оболочки трубок. В то время как стекла типа № 23 и № 46 почти полностью поглощают рентгеновское излучение с длиной волны больше $1,2 \text{ \AA}$, через стекло «гетан» проходят лучи с длиной волны до $2,5 \text{ \AA}$.

Слюдяные окна. Большим недостатком гетановых окон является неизбежная неравномерность толщины стекла по поверхности окна, а также неодинаковая толщина различных окон.

Было предложено делать окна из слюды, и в 1951 г. была описана конструкция трубки [Л. 134] в которой окно сделано из слюдяного диска толщиной 20 мк и диаметром 15 мм , вакуумно плотно впаянного в отверстие металлического стакана (рис. 2-58). Этот очень тонкий диск выдерживает атмосферное давление, оставаясь почти плоским, и имеет совершенно одинаковую толщину по всей поверхности. Так как слюда, подобно стеклу «гетан», разрушается при бомбардировке отраженными электронами, то в описанной конструкции трубки слюдяное окно защищено бериллиевым диском толщиной $0,2 \text{ мм}$.

Техника впайки слюдяных окон разработана и описана в соответствующей литературе [Л. 63, 134].

Бериллиевые окна. Гораздо большей прозрачностью для мягкого рентгеновского излучения и лучшими физическими

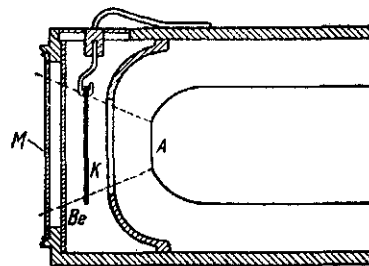
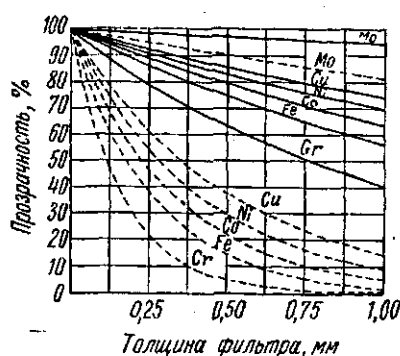


Рис. 2-58. Эскиз конструкции оболочки трубки со слюдяным окном. А — анод; К — кольцевой катод; М — слюдяное окно толщиной $15-20 \text{ мк}$; Ве — бериллиевый диск толщиной $0,2 \text{ мм}$ (защищающий слюду от попадания отраженных от анода электронов).

Ценность бериллия как материала для окон в оболочке рентгеновских трубок заключается не только в его большей прозрачности для мягких рентгеновских лучей, но также в его высокой



1 — целлофан 0,02 мм; 2 — бериллий 0,5 мм; 3 — алюминиевый 0,025 мм; 4 — линдемановское стекло 0,25 мм; «пирекс» 1 мм.

Сплошные линии — бериллий;
пунктирные — линдемановское
стекло.

Основная трудность в использовании бериллия для этой цели заключалась в получении вакуумного бериллия в тонких дисках и разработке техники припайки бериллиевых дисков к металлической гильзе, которая может быть частью стеклянной или металлической оболочки трубки. Кроме того, оказалось, что бериллий и некоторые его соединения обладают токсическим (отравляющим) действием [Л. 58].

Первые попытки применения бериллия были неудачны вследствие пористости и непрочности материала. В настоящее время техника получения вакуумноплотного бериллия и его припайки разработана и описана в литературе. [Л. 63, 121].

Размеры и форма оболочки определяются тепловыми и электрическими условиями работы трубки.

Длина оболочки выбирается такой, чтобы при максимальном рабочем напряжении не мог возникнуть скользящий искровой разряд по внешней поверхности трубки. Средний градиент потенциала вдоль поверхности стекла оболочки не должен превышать 3,5—4 кВ/см при работе трубки в воздухе и 5—6 кВ/см при работе в масле. В сжатых газах градиенты потенциала могут быть значительно выше (см. § 4-18).

Форма баллонов рентгеновских трубок может быть различной. В большинстве случаев баллон имеет расширенную среднюю часть сферической, овальной или цилиндрической формы и узкие анодную и катодную горловины. Такая форма баллона наиболее выгодна с точки зрения обеспечения электрической прочности. При расширении средней части стеклянные стенки баллона удаляются из области электрического поля с большими градиентами, и вследствие этого уменьшается опасность пробоя стекла. Узкие горловины препятствуют проникновению отраженных электронов в глубь анодного отростка и образованию в нем зарядов высокого потенциала. Точно так же узкое катодное горло препятствует попаданию в катодный отросток положительных ионов, которые могут иногда возникать в трубке.

Диаметр баллона определяется также и требованием, чтобы стекло не перегревалось теплом, получаемым от накаливаемого катода и анода при работе трубки. При повышении температуры стекла увеличивается его проводимость; при температурах, близких к 200°С, начинается заметный электролиз стекла, приводящий к ухудшению вакуума в трубке.

Толщина стенок баллона при одном и том же рабочем напряжении и работе трубки в воздухе должна быть тем больше, чем меньше его диаметр.

2-25. Типы и конструкции электронных рентгеновских трубок

Выяснив в предыдущих параграфах общие вопросы, возникающие при конструировании и разработке рентгеновских трубок, перейдем к обзору конструкций различных типов трубок, имеющих массовое применение в медицине и технике. В соответствии с принятой классификацией (см. § 2-1) сначала рассмотрим простейшие трубки без защиты. В последующих параграфах будут рассмотрены конструкции трубок с защитой от неиспользуемого рентгеновского излучения, трубки с защитой от высокого напряжения, а также конструкции специализированных трубок.

Рентгенодиагностика заключается в рассмотрении: 1) теневых картин просвечиваемого объекта на флюоресцирующем экране — рентгеноскопия и 2) теневых картин просвечиваемого объекта, зафиксированных на фотографической пленке — рентгенография.

Эти теневые картины должны быть яркими, контрастными и иметь достаточно резко очерченные границы.

Для получения яркой картины на флюоресцирующем экране при рентгеноскопии интенсивность излучения трубки должна обеспечивать достаточную яркость свечения экрана. Обычно эти картины наблюдаются врачом сравнительно длительное время (2—5 мин). Такой режим работы трубки называется режимом «просвечивания». Мощности, при которых получается необходимая интенсивность излучения трубки при просвечиваниях, относительно невелики (0,2—0,3 кВт). Яркость теневой картины на рентгеновском снимке определяется плотностью почернения фотопленки под действием рентгеновских лучей, прошедших через просвечиваемый объект. Так как снимки живых объектов необходимо производить в возможно более короткие промежутки времени (секунды и доли секунд), то интенсивность излучения трубки должна быть очень большой и мощности, подводимые к трубке в режиме «снимков», также должны быть весьма значительными (2—10 кВт и больше).

Таким образом, диагностические трубки должны допускать большие кратковременные нагрузки при снимках и сравнительно небольшие, но длительные при просвечиваниях.

Контрастность¹ теневых картин на экране или фотопленке достигается выбором жесткости излучения, соответствующей просвечиваемому объекту; поэтому эти трубки должны нормально работать при изменении подводимого к ним напряжения в широких пределах (от 40 до 110 кВ, а иногда и выше). С целью повышения интенсивности излучения снимки следует производить при возможно более высоком напряжении, но так, чтобы контрастность изображения заметно не снижалась.

Наконец, резко очерченные теневые картины получают при точечном источнике лучей, т. е. диагностические трубки должны обладать возможно более острым фокусом.

Таким образом, главное требование, предъявляемое к диагностическим трубкам, — большая мощность при малом фокусе.

¹ Необходимо различать контрастность и резкость изображения. Контрастность является мерой различия между светлыми и темными частями рисунка, тогда как резкость изображения обуславливается крутизной перехода от света к темноте.

Номинальной мощностью диагностической трубки считают ту мощность, которую трубка может воспринимать без повреждений в течение одной секунды. Для качественной характеристики трубки вводят понятие «оптической мощности». Оптическая мощность трубки тем выше, чем больше концентрация электронов на единице площади поверхности фокуса, т. е. чем выше средняя поверхностная удельная нагрузка фокуса. Для правильно сконструированного медного анода с вольфрамовым зеркалом максимальная секундная удельная нагрузка фокуса, как указывалось, достигает 200—220 вт/мм².

В зависимости от равномерности распределения электронов по поверхности фокуса эта величина изменяется в сторону уменьшения, так как при неравномерном распределении электронов температура вольфрама в сильно нагруженных местах может достигать точки плавления, в то время как температура других участков фокуса остается значительно ниже допустимого значения.

Однако резкость теневой картины на экране или фотопленке зависит не от истинной величины фокуса, а от его проекции в направлении просвечиваемого объекта. Поэтому проекцию фокуса в направлении просвечивания часто называют эффективным фокусом трубки. Очевидно, трубки будут тем оптически мощнее, чем больше отношение мощности трубки к площади эффективного фокуса. Это отношение иногда называют добротностью трубки.

Диагностические трубки различных типов конструктивно разнятся между собой главным образом по выполнению катодов. Аноды большинства типов рентгеновских трубок мало отличаются друг от друга по конструкции.

Назначение анода, как указывалось, состоит в том, чтобы служить мишенью для торможения электронов и отводить развивающуюся при этом на нем теплоту. Поэтому материал анода должен:

- 1) иметь высокий атомный номер;
- 2) обладать высокой температурой плавления;
- 3) иметь хорошую теплопроводность;
- 4) иметь низкую упругость паров при рабочих температурах.

Ни один из существующих металлов не обладает всеми этими свойствами. Поэтому практически выполняемые аноды представляют собой довольно сложное тело, составные части которого удовлетворяют тем или иным из перечисленных требований.

Конструкция анода, характерная для большинства рентгеновских трубок, показана на рис. 2-55 и 2-56. Высокоатомный материал, необходимый для обеспечения высокого к. п. д. трубки, обычно составляет лишь малую часть его, и только тот участок анода, на котором тормозятся электроны, и называется

зеркалом анода. В качестве материала зеркала анода во всех типах трубок, кроме трубок для структурного анализа, применяется вольфрам в виде дисков диаметром от 10 до 20 мм или прямоугольных пластин (12×22 мм) толщиной 2—2,5 мм.

Тело анода представляет собой полый медный цилиндр к закрытому, срезанному под определенным углом концу которого припаявается вольфрамовое зеркало. Для получения хорошего теплового контакта вольфрамового зеркала с медным телом анода припайка производится путем расплавления меди в вакууме в графитовом или стальном стакане, на дне которого ук-

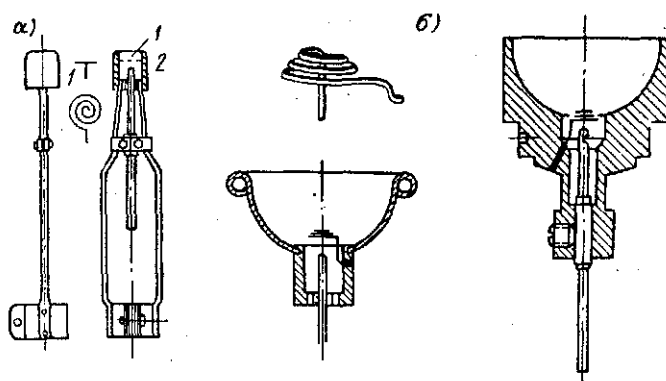


Рис. 2-61. Конструкции катодов электронных трубок с круглым фокусом: а — конструкция катода первой электронной трубки; б — конструкции катодов современных трубок.

репляется вольфрамовое зеркало под заданным углом. Ко второму, открытому, концу анода припаяно металлическое кольцо (феррохромовое или коваровое в зависимости от сорта стекла, из которого изготавливается трубка), которое сплавляется со стеклянной ножкой (трубкой), поддерживающей анод.

Катод первых электронных трубок (рис. 2-61, а), сохранившийся в практике до сих пор, состоит из плоской вольфрамовой спирали 1, заключенной в металлический цилиндр 2, с которым она электрически связана. Этот катод создает круглый фокус. Остроту фокуса можно широко менять соответствующим подбором диаметра спирали и ее расположением в собирающем цилиндре (см. § 2-9), но в отдельном экземпляре трубки величина фокуса остается неизменной. На рис. 2-61, б изображены другие формы катодов трубок с круглым фокусом.

Стремление получить трубку, обладающую фокусами различной величины, привело к созданию конструкции двухфо-

кусной трубки. Катод этой трубки (рис. 2-62) имеет две спирали, из которых одна помещена глубоко в цилиндрическом углублении катода и дает острый фокус (для нагрузок 600—800 вт), а вторая укреплена ближе к поверхности катода и дает тупой фокус (для нагрузок до 4—6 кВт).

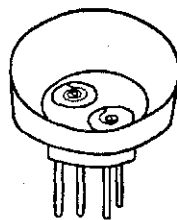


Рис. 2-62. Катод трубки с двумя круглыми фокусами.

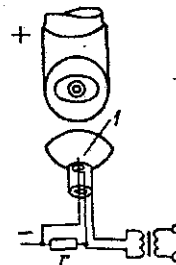


Рис. 2-63. Катод трубки «аутофокус».

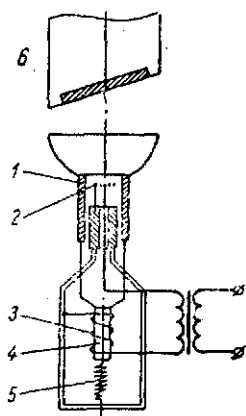


Рис. 2-64. Эскиз катода трубки типа «вариофокус».

1 — фокусирующий цилиндр; 2 — спираль; 3 — электромагнит; 4 — железный цилиндр; 5 — пружина; 6 — анод.

Через раскаленную спираль катода проходит изолированный штифт 1, соединенный непосредственно с отрицательным полюсом источника высокого напряжения и через сопротивление r в несколько тысяч ом (около 10 000 ом) — со спиралью. При работе трубки анодный ток i проходит через сопротивление r , на концах которого появляется разность потенциалов, равная ir . Вследствие этого штифт находится под отрицательным потенциалом по отношению к накаленной спирали, благодаря чему электроны, выходящие из спирали, отклоняются от нормального пути и фокус увеличивается.

При правильном выборе конструкции катода и величины сопротивления r можно добиться того, что изменения размеров фокуса будут следовать изменениям величины анодного тока, так что добротность трубки при всех нагрузках будет оставаться оптимальной.

Предлагались также и другие способы автоматического изменения величины фокуса, например путем смещения в осевом направлении собирающего цилиндрика относительно неподвижной спирали (рис. 2-64). Это перемещение производится катушкой, обтекаемой током накала спирали, втягивающей железный якорек, связанный с собирающим цилиндриком. Несмотря на то,

что эти трубки обладают хорошими оптическими свойствами, они не получили широкого распространения из-за сложности конструкции.

Высокими оптическими свойствами обладают трубки с так называемым линейным фокусом. Накаливаемая спираль катода в этой трубке (рис. 2-65) выполняется в виде винтовой линии диаметром около 1,5 мм и длиной 10—12 мм, ось которой располагается перпендикулярно оси трубки. Концентрирование электронов осуществляется фокусирующим устройством, имеющим углубление в виде полуцилиндра, по образующей которого расположена спираль. Фокус на аноде, активная поверхность (зеркало) которого наклонена к оси трубки под углом 71° , получается в виде узкой ленты (действительный фокус), проектирующейся в направлении просвечиваемого объекта в небольшо-

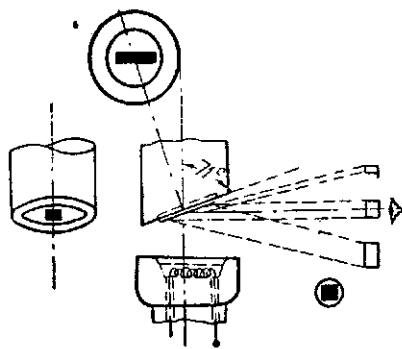


Рис. 2-65. Катод трубки с линейным фокусом.

й квадрат (эффективный фокус). При указанном угле наклона анода площадь эффективного фокуса, определяющего резкость рисунка, оказывается приблизительно в три раза меньше площади действительного фокуса, определяющего мощность трубки.

Поэтому трубки с линейным фокусом обладают большой оптической мощностью, так как они допускают нагрузки, приблизительно в три раза большие, чем трубки с круглым фокусом, при одинаковой площади эффектив-

ного фокуса. Следует, однако, отметить, что величина эффективного фокуса, т. е. площадь проекции действительного фокуса, в различных направлениях (в пределах рабочего пучка лучей) заметно меняется и, следовательно, резкость тени, которую дает просвечиваемое тело, на различных участках экрана или фотопленки оказывается различной: в верхней части экрана тени получаются более резкими, чем в нижней. Практически этот недостаток линейного фокуса незначителен, и трубки с линейным фокусом имеют большое распространение.

Трубки с линейным фокусом могут быть сделаны также двух-фокусными, для чего катоды их снабжаются двумя спиралями, одна из которых дает острый (узкий и короткий для небольших нагрузок) и вторая — большой (длинный и широкий для больших нагрузок) фокус (рис. 2-66).

Наконец, была предложена диагностическая трубка с так называемым коническим фокусом (рис. 2-67), в которой электроны, эмитируемые кольцевым катодом, попадают на боковую поверхность вольфрамового конуса W , впаянного в тело медного анода A .

В этой трубке боковая поверхность вольфрамового конуса является действительным фокусом, проектирующимся в направлении просвечиваемого объекта в круг s (эффективный фокус) (рис. 2-68), площадь которого равна площади основания воль-

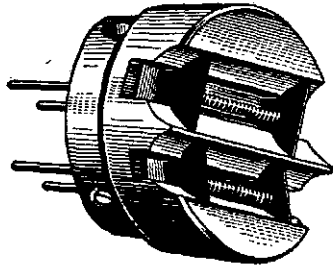


Рис. 2-66. Катод двухфокусной трубки с линейным фокусом.

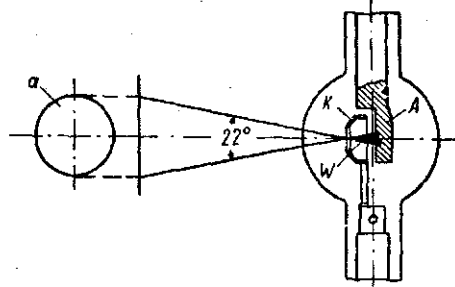


Рис. 2-67. Диагностическая трубка с коническим фокусом.

фрамового конуса. Так как отношение площади боковой поверхности конуса к площади его основания велико (при угле у вершины 22° около 5), то оптические свойства трубки с таким фокусом оказываются очень высокими.

Существенным недостатком конического фокуса является то, что освещаемое поле, до которого достигает

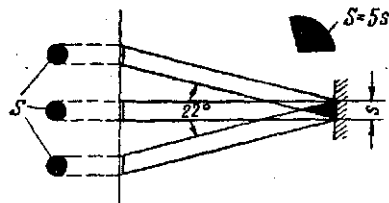


Рис. 2-68. Эффективный и действительный фокусы трубки с коническим фокусом.

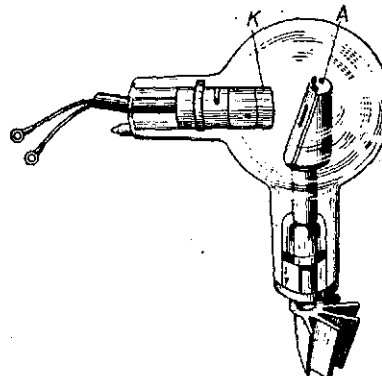


Рис. 2-69. Дентальная рентгеновская трубка.

излучение со всей боковой поверхности вольфрамового конуса, ограничено. Действительно, во все точки поля, находящиеся за пределами круга a (рис. 2-67), попадает лишь часть излучения трубки, тогда как другая часть его экранируется вольфрамовым конусом, и только область, находящаяся в пределах круга a , освещается излучением, исходящим со всей поверхности действительного фокуса. Поэтому площадь, ограниченная кругом a , является рабочим участком освещаемого поля.

Несмотря на то, что трубки этой конструкции обладают хорошими оптическими свойствами, они не получили большого распространения главным образом вследствие конструктивных недостатков: недостаточно интенсивного отвода тепла от фокуса и трудности выполнения катода, обеспечивающего равномерное распределение электронов по боковой поверхности вольфрамового конуса.

Конический фокус нашел применение в специальных импульсных трубках (см. § 2-30).

Дентальные диагностические трубки применяются в зубоврачебной практике и служат для исследования полости рта. Фокус трубки делается очень острым, так как снимки зубов производятся обычно при малом расстоянии между фокусом трубки и пленкой и при относительно небольших нагрузках. Конструкция одной из первых трубок этого назначения показана на рис. 2-69. Угловое расположение электродов трубки и заземление катода позволяют удалить от большого анода, находящийся под высоким напряжением.

Терапевтические трубки

Рентгенотерапия заключается в облучении больного рентгеновским излучением определенного качества (жесткости) и в определенном количестве (дозе).

Жесткость излучения определяет степень проникновения излучения внутрь организма и зависит от максимального значения и формы кривой напряжения, подводимого к трубке, вольт-амперной характеристики трубки и фильтрации излучения.

Количество излучения — доза — зависит от мощности излучения трубки и длительности облучения.

Различают рентгенотерапию поверхностную и глубокую. Поверхностная рентгенотерапия особых требований к рентгеновским трубкам не предъявляет, так как используется относительно мягкое излучение небольшой интенсивности. Для этой цели могут быть применены диагностические трубки с усиленным охлаждением анода (проточной водой). Для рентгенотерапии внутренних органов больного (глубокая терапия) необходимо мощное жесткое излучение. Трубки, используемые для глубокой терапии, должны работать при очень высоких напряжениях (200 кВ и значительно выше — см. § 7-9) и значительных токах (3—20 мА) в течение длительного времени (до часа и больше). Для лечения кожных заболеваний и глазных болезней применяются специальные мягколучевые трубки, работающие при напряжениях 10—25 кВ, снабженные прозрачным для мягких лучей окном из стекла «гетан» (рис. 2-86) или из бериллия (рис. 2-115 и 2-116).

Аноды первых терапевтических трубок делались в виде вольфрамовой пластины, укрепленной на молибденовой трубке (рис. 2-13). Во время работы трубки анод ее разогревается до белого каления и тепло, развивающееся на нем, излучается в окружающее пространство.

Среднюю часть стеклянной вакуумной оболочки трубки во избежание ее перегрева делают большого диаметра и ей придают овальную форму.

Так как анод трубки во время работы нагревается до белого каления и начинает эмитировать электроны, то эти трубки могут работать только на постоянном или вполне выпрямленном напряжении.

Трубки для структурного анализа

Структурный анализ имеет целью исследовать тонкую структуру вещества (расположение атомов в кристаллической решетке, величину и взаимное расположение кристалликов, образующих твердое тело, внутренние напряжения и т. п.) и заключается в получении и анализе дифракционных картин (рентгенограмм), возникающих при прохождении рентгеновских лучей через исследуемое вещество.

Для проведения рентгеновского структурного анализа необходимы специальные рентгеновские трубки, отвечающие определенным требованиям.

1. Большинство методов структурного анализа требует монохроматического излучения известной и вполне определенной длины волны. Действительно, как упоминалось, при анализе дифракционных картин (рентгенограмм) пользуются уравнением Вульфа — Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta,$$

которое связывает три величины d , λ и θ . При вычислении по этой формуле расстояний между атомными плоскостями пространственной решетки кристалла необходимо знать угол θ и длину волны λ . Угол θ легко вычисляется из измерений рентгенограммы. Для получения монохроматического излучения известной длины волны при структурном анализе пользуются характеристическим излучением трубки, длина волны которого зависит от рода вещества зеркала анода и имеет вполне определенную величину (приложение 6).

Из этой же формулы видно, что чем меньше λ , тем меньше будут углы отражения θ , а следовательно, тем больше будет погрешность при определениях угла θ . Поэтому в большинстве случаев удобно пользоваться лучами большой длины волны, т. е. характеристическим излучением легкоатомных веществ. С этой целью аноды трубок для структурного анализа снабжаются зеркалами из различных металлов (47Ag, 42Mo, 29Cu, 28Ni, 27Co,

26Fe, 24Cr) в отличие от всех других типов трубок, в которых зеркало анода обычно делается из вольфрама.

2. Так как характеристическое излучение этих металлов очень сильно поглощается в стеклянных стенках оболочки, то в структурных трубках против среза анода делаются окна диаметром 10—15 мм из прозрачного для мягких рентгеновских лучей стекла «гетан» (рис. 2-70) или из вакуумноплотного бериллия (рис. 2-71) для выхода рабочего пучка излучения.

3. При структурном анализе обычно пользуются очень узким пучком излучения и, следовательно, берется излучение с очень

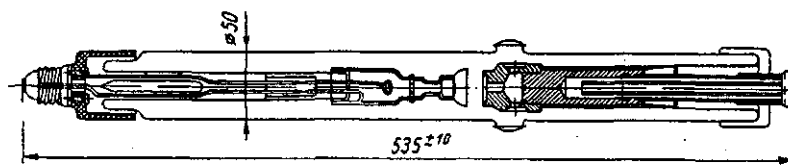


Рис. 2-70. Трубки для структурного анализа типа «СВ» с гетановыми окнами.



Рис. 2-71. Рентгеновская трубка для структурного анализа с окнами из металлического вакуумноплотного бериллия.

небольшой площади фокуса. Поэтому эти трубки должны обладать по возможности малым фокусом.

4. Для повышения удобств эксплуатации и обеспечения безопасности работы трубки для структурного анализа должны допускать заземление анода.

5. При снятии рентгенограмм на фотопленку действует отклоненный от образца узкий пучок небольшой интенсивности, вследствие чего длительность получения снимка оказывается очень большой (иногда достигает нескольких часов).

Поэтому при конструировании структурных трубок принимаются всевозможные меры для сокращения времени получения рентгенограммы и лучшего использования трубки (и всей установки):

а) с целью повышения интенсивности излучения трубка должна использоваться при максимально допустимой мощности; поэтому в них применяется наиболее эффективный метод охлаждения анода проточной водой непосредственно от водопровода (поскольку анод заземлен);

б) так как интенсивность излучения обратно пропорциональна квадрату расстояния от фокуса, то конструкция трубки должна обеспечивать возможность максимального приближения исследуемого образца к ее фокусу, поэтому вакуумную оболочку структурных трубок делают цилиндрической формы небольшого диаметра;

в) зеркало анода в этих трубках обычно располагается перпендикулярно оси анода, чтобы можно было одновременно использовать лучи, исходящие из фокуса по всем направлениям, и устанавливать исследуемые образцы вокруг трубки в нескольких (двух, четырех) местах и тем повысить использование трубки.

Анод трубки для структурного анализа, изображенной на рис. 2-70, снабжен медным чехлом, имеющим одно осевое отверстие для входа пучка электронов, выходящих из катода, и четыре боковых отверстия, закрытые тонкими (0,2—0,25 мм) бериллиевыми пластинками для выхода рентгеновских лучей.

Благодаря такому устройству отраженные от анода электроны улавливаются чехлом анода и не попадают на внутреннюю поверхность оболочки трубки. Вследствие этого распределение потенциала вдоль оболочки трубки оказывается равномерным и опасность пробоя оболочки и гетановых окошек уменьшена; поэтому эти трубки допускают заземление анода.

Катоды в структурных трубках делаются такой же конструкции, как и в медицинских диагностических трубках, т. е. создающие круглый или линейный фокус, причем при сборке катода стремятся к тому, чтобы фокус получился возможно меньшего диаметра (если фокус круглый) и возможно уже (если фокус линейный).

Большое значение имеет чистота характеристического спектра излучения анода трубки, т. е. отсутствие в его составе излучений посторонних веществ, входящих в анод в форме примесей или налета тонкого слоя металла катода (вольфрамовой нити) или материала фокусирующего устройства.

Известно, что в спектре излучения трубки неизбежно появление L-линий вольфрама, испаряющегося из нити накала катода и конденсирующегося на зеркале анода. Ослабление этого эффекта можно достичь увеличением расстояния между катодом и анодом. Однако в долго работавших трубках интенсивность этого постороннего излучения становится настолько значительной, что на рентгенограммах появляются лишние пятна или линии, которые часто сильно затрудняют их расшифровку. Поэтому при конструировании и изготовлении структурных трубок следует стремиться к максимальной чистоте поверхности зеркала анода, не допуская загрязнения его посторонними веществами. Металл, применяемый для изготовления зеркала анода, должен быть высокой степени чистоты.

Для устранения или значительного уменьшения загрязнения спектра линиями вольфрама была предложена специальная конструкция катода (рис. 2-72). Вольфрамовая винтовая спираль 1 помещена внутри фокусирующего электрода 2. Экран 3 в виде молибденовой ленты приблизительно такой же ширины, как диаметр вольфрамовой спирали, помещен над спиралью. Основное назначение его — экранировать (защитить) поверхность фокусного пятна от попадания испаренного из накаливаемой спирали вольфрама, который в вакууме распространяется

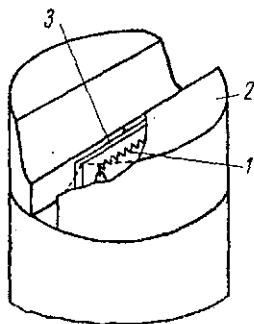


Рис. 2-72. Эскиз катода с экраном над спиралью.

1 — спираль; 2 — фокусирующее устройство; 3 — экран.

прямолинейно из места испарения. Этот катод не получил широкого распространения, так как введение экрана изменяет распределение электрического поля у спирали, в результате чего сильно возрастает внутреннее сопротивление трубки и ухудшаются условия фокусировки электронов.

Та же цель может быть достигнута путем выбора материала тела накала катода со слабой испаряемостью.

Применяют, например, торированный карбидированный вольфрамовый катод, который работает при более низких температурах, чем катод из чистого вольфрама, и, следовательно, меньше испаряется. Здесь, по-видимому, возникают трудности в получении стабильной эмиссии катода.

В литературе [Л. 154] приводится также указание, что испаряемость металла рения (температура плавления $3170 \pm 50^\circ \text{C}$) значительно меньше, чем испаряемость вольфрама. Так как рений до сих пор не получен в виде проволоки, то предлагается вольфрамовую проволоку электролитически покрывать рением.

Эмиссионные свойства рения характеризуются следующими величинами: работа выхода $\phi = 4,72 \text{ эВ}$, постоянная $A = 720 \text{ а/см}^2$.

Трубки для просвечивания материалов

Просвечивание материала рентгеновскими лучами имеет целью разыскать в исследуемом образце без его разрушения неоднородности, пороки (пустоты, усадочные раковины, трещины и т. п.) и заключается в получении и рассмотрении теневых картин просвечиваемого объекта на флуоресцирующем экране или на фотопленке. Эти картины, так же как и в диагностике, должны быть ясными, контрастными и иметь резко очерченные границы. Поэтому и эти трубки должны иметь острый фокус. В зависимости от рода материала и толщины просвечиваемого

мых объектов трубки рассчитываются на различные напряжения.

При просвечиваниях слабо поглощающих материалов (изделия из пластмассы, дерева, текстиля, картин и т. п.) требуется мягкое излучение. В этих случаях пользуются мягколучевыми трубками, применяемыми для кожной терапии, описанными в § 2-27, 2-31 и 2-32.

При просвечиваниях изделий из легких сплавов можно использовать обычные диагностические трубки с усиленным охлаждением анода.

И только для просвечивания крупных изделий, сделанных из тяжелых материалов, где требуется жесткое излучение, изготавливаются специальные рентгеновские трубки, рассчитанные на рабочее напряжение от 150 до 2000 кв. Медицинские терапевтиче-

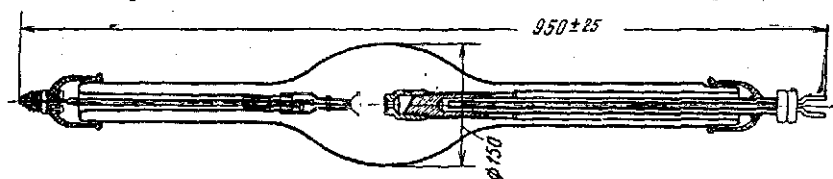


Рис. 2-73. Трубка для просвечивания материалов типа ПВ-200.

ские трубки, работающие при напряжениях 200—220 кв, для целей просвечивания материалов малопригодны, так как они по необходимости изготавливаются с большим фокусом, и поэтому теневые картины на экране или пленке получаются нерезкими и мелкие дефекты не могут быть обнаружены. Совокупность требований: высокое рабочее напряжение, острота фокуса и большая мощность при продолжительной непрерывной работе, — разрешается применением трубок с интенсивным охлаждением анода проточной водой или проточным маслом, имеющих круглый или линейный фокус малых размеров.

На рис. 2-73 изображена рентгеновская трубка типа 1-ПВ-200 с неполной защитой от неиспользуемого излучения мощностью 1 квт при 200 кв с охлаждением анода проточной водой. Трубка типа ЗБПМ-200 на 3 квт и 200 кв с охлаждением анода проточным маслом изображена на рис. 2-90.

Конструкции трубок, рассчитанных на более высокие напряжения (400—2000 кв), описаны в § 2-33.

2-26. Трубки с защитой от неиспользуемого излучения (самозащитные трубки)

При работе трубки из ее фокуса выходят рентгеновские лучи по всем направлениям, используется же только небольшая часть этого излучения, заключенная в телесном угле около 50° при

просвечиваниях и терапии, а при структурном анализе — в телесном угле, составляющем доли градуса. Излучение, распространяющееся по всем направлениям вне используемого пучка лучей, является не только бесполезным, но и вредным, так как, попадая на не подлежащую облучению поверхность тела больного и на обслуживающий персонал, оказывает вредное действие. Поэтому при работе с рассмотренными в предыдущем параграфе типами трубок без защиты приходится помещать их в защитные кожухи из сильно поглощающих рентгеновские лучи изоляционных материалов (свинцовая резина, свинцовое стекло или пластмасса с высокоатомными наполнителями). Такого рода кожухи не обеспечивают необходимой защиты, громоздки и имеют большой вес. Кроме того, недостаточность их защиты вызывает необходимость применения дополнительных дорогостоящих защитных устройств (свинцовые ширмы, покрытия свинцом или баритобетонной штукатуркой стен, отделяющих комнату, где работает трубка, от соседних и т. д.).

Для достижения более совершенной защиты были разработаны трубки специальной конструкции с самозащитой от неиспользуемого излучения. По определению ГОСТ 8490-57, «рентгеновской трубкой с защитой называется трубка, обеспечивающая защиту от рентгеновского излучения, соответствующую действующим правилам и нормам защиты от рентгеновских лучей, утвержденным в установленном порядке».

Защита в таких трубках достигается путем поглощения излучения, распространяющегося из фокуса во всех направлениях, кроме направления выхода используемого пучка излучения. Чем ближе к фокусу будет расположен слой поглощающего защитного материала, тем меньшее количество его потребуется и тем проще, легче и дешевле будет защитное устройство.

Поглощающие защитные слои могут быть расположены либо внутри трубки в виде массивных металлических чехлов, укрепленных на ее электродах, либо в виде поглощающих оболочек, надеваемых на трубку снаружи.

Тот и другой принципы в отдельности и в сочетании друг с другом широко применяются при построении самозащитных трубок.

Второй принцип защиты, т. е. покрытие трубки наружными поглощающими чехлами (часто в сочетании с первым), является в настоящее время более распространенным. Однако при конструировании самозащитных трубок по этому способу необходимо учитывать условия работы трубки при покрытии ее защитным чехлом. Дело в том, что отраженные от анода электроны, как известно, создают на внутренней поверхности оболочки трубки, главным образом в части, окружающей разрядную область, отрицательные заряды высокого потенциала. Поэтому, если наложить непосредственно на стеклянную оболочку

трубки в этом месте проводящий (обычно свинцовый) чехол, то между заряженной внутренней поверхностью стекла и наружным чехлом образуется сильное электрическое поле, в результате чего легко может произойти пробой стекла. Поэтому во всех трубках, снабженных наружными защитными чехлами, принимаются меры для предотвращения пробоя стекла. В различных конструкциях трубок это достигается различным образом.

По конструкции защитные трубки можно разделить на следующие пять форм выполнения:

- а) с чехлом на аноде;
- б) в защитном изоляционном чехле;
- в) со средней металлической частью, т. е. трубки, средняя часть оболочки которых сделана из металла;
- г) с чехлом на катоде;
- д) с двухстенной стеклянной оболочкой.

Трубка с чехлом на аноде сконструирована по первому принципу. На конец анода надет массивный медный чехол со стенками толщиной около 10 мм и с двумя отверстиями — осевым для входа электронного пучка и боковым, закрытым тонким (1—2 мм) бериллиевым диском, для выхода рентгеновских лучей (рис. 2-74). Благодаря такому устройству вторичные (отраженные) электроны, возникающие в фокусе анода, не могут попасть на стеклянные стенки оболочки и тело анода; поэтому в этих трубках не возникает афокальное излучение и не образуются отрицательные заряды высокого потенциала на внутренней поверхности оболочки. Распределение

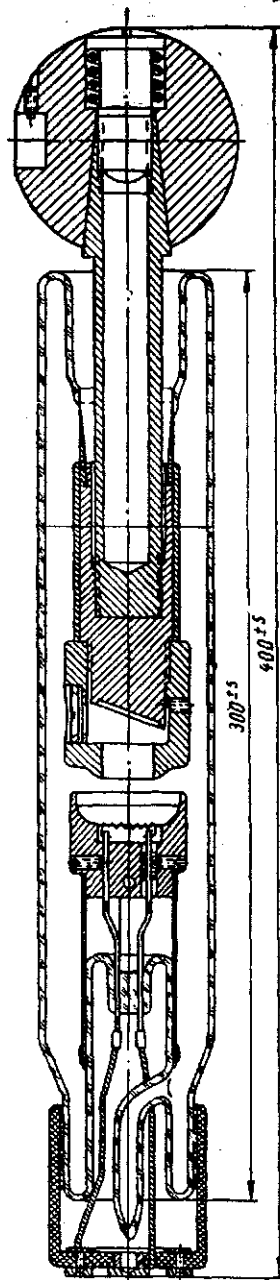


Рис. 2-74. Защитная диагностическая трубка с чехлом на аноде типа БДК-85.

потенциала вдоль оболочки трубки оказывается равномерным, что позволяет уменьшить длину трубки. Кроме того, лучи, возбуждающиеся в фокусе трубки, очень сильно (но не полностью) поглощаются чехлом анода и только в одном направлении могут проходить через бериллиевое окно, причем мало ослабляются, так как атомный номер бериллия очень низок ($Z=4$).

В осевых направлениях излучение трубки достаточно сильно поглощается вольфрамовым зеркалом и медным телом анода, с одной стороны, и массивным телом фокусирующего устройства катода, с другой.

Для увеличения поглощающей способности чехла анода при изготовлении его иногда применяется не чистая медь ($Z=29$), а медь с большим содержанием вольфрамового порошка ($Z=74$), который вводится в виде механической примеси в расплавленную медь. Такая медь обладает хорошими механическими свойствами, легко обрабатывается и сильно поглощает рентгеновские лучи.

Следует отметить, что рассмотренная конструкция не обеспечивает необходимой защиты полностью, поэтому она не получила самостоятельного применения при создании защитных трубок. Однако, так как анодный чехол почти полностью улавливает отраженные электроны и тем повышает электрическую прочность трубки, то этот принцип широко применяется при создании самозащитных и безопасных трубок других типов.

Трубка в защитном изоляционном чехле. Простейший прием создания трубки с защитой от неиспользуемого излучения состоит в том, что обыкновенную трубку, имеющую стеклянную вакуумную оболочку цилиндрической формы, помещают в защитный чехол из изоляционного материала, имеющий небольшое отверстие против среза анода для выхода рентгеновского излучения. Чехол этот изготавливается из пластмассы (бакелит) с наполнением высокоатомными веществами (свинцовые окислы, барит). Самозащитная диагностическая трубка, построенная по этому принципу, изображена на рис. 2-52.

Трубка с металлической средней частью. В трубке этой конструкции защита оболочки от электрического пробоя достигается замещением части стеклянной оболочки, окружающей разрядное пространство, металлом. Вакуумная оболочка диагностической трубки этого типа (РДВ-100) состоит из феррохромового или коварового цилиндра 1 (рис. 2-75) и припаянных к нему стеклянного окна 2 и двух стеклянных цилиндров 3, в которые впаиваются анод и катод таким образом, что разрядное пространство между ними располагается в середине металлического цилиндра (гильзы).

Снаружи средняя металлическая часть оболочки трубки покрывается свинцовым щитом 4 (гильзой) толщиной около 3 мм.

с круглым отверстием против окна, поглощающим рентгеновские лучи, расходящиеся из фокуса трубки по всем неиспользуемым направлениям.

Для поглощения рентгеновских лучей, распространяющихся в осевых направлениях трубки, анод и катод делаются массивными и большого диаметра, так что зазор между внутренней поверхностью металлического цилиндра и катодом равен 5 мм, а между той же поверхностью и анодом 6—6,5 мм.

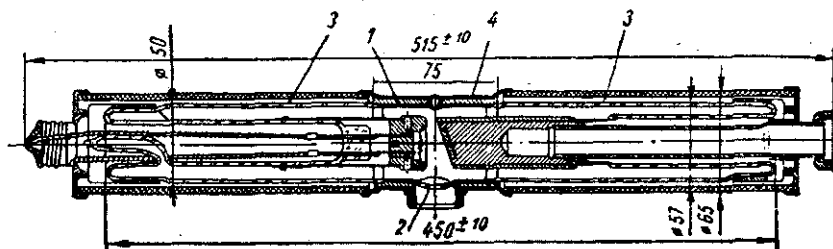


Рис. 2-75. Разрез защитной диагностической трубки типа РДВ-100.

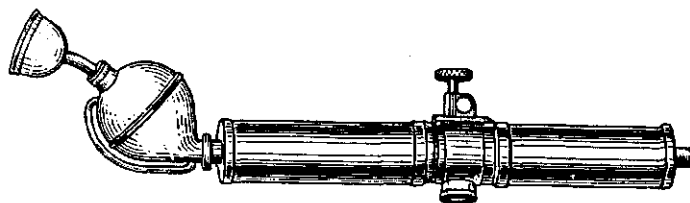


Рис. 2-76. Общий вид трубки типа РДВ-100.



Рис. 2-77. Защитная терапевтическая трубка «металликс».

Благодаря такому устройству трубки источник рентгеновских лучей (фокус) оказывается окруженным со всех сторон поглощающими слоями и выход рабочего пучка излучения возможен только через окно. Для поглощения афокального и рассеянного излучений, возникающих внутри трубки, стеклянные части ее оболочки покрывают изоляционными гильзами, сделанными из бакелита с наполнением высокоатомными веществами (рис. 2-76).

Терапевтическая трубка этого типа показана на рис. 2-77.

Трубки, в которых разрядное пространство окружено металлом, получили название «металликс» и имели очень широкое

распространение, так как обладали многими ценными свойствами, хотя и не были свободны от существенных недостатков.

К достоинствам этих трубок относится то, что в них:

1) уменьшена возможность пробоя оболочки трубки, так как наиболее подверженная пробоем часть ее сделана из металла;

2) ослаблено возникновение афокального излучения, так как дальность полета отраженных электронов ограничена и, следовательно, уменьшена площадь, излучающая афокальные лучи;

3) уменьшена вероятность ионизации газа в трубке, так как длины траекторий полета отраженных электронов малы;

4) защитные свойства ее, как указывалось выше, высоки.

Основным недостатком конструкции этих трубок является то, что отраженные электроны попадают на металлическую часть ее оболочки и сообщают ей отрицательный заряд высокого потенциала. Поэтому приложенное к трубке напряжение распределяется вдоль оболочки неравномерно: около 75—80% приходится на анодную часть и остальные 20—25% на катодную.

Защитная трубка с чехлом на катоде. По принципу экранирования стеклянной оболочки трубки от попадания на нее отраженных электронов и, следовательно, от образования на ней отрицательных зарядов высокого потенциала построена защитная трубка с чехлом на катоде.

Катод этой трубки (рис. 2-78) снабжен металлическим чехлом, охватывающим анод. В этом чехле против фокуса делается небольшое отверстие для выхода полезного пучка рентгеновских лучей. Отраженные от анода электроны попадают в тормозящее

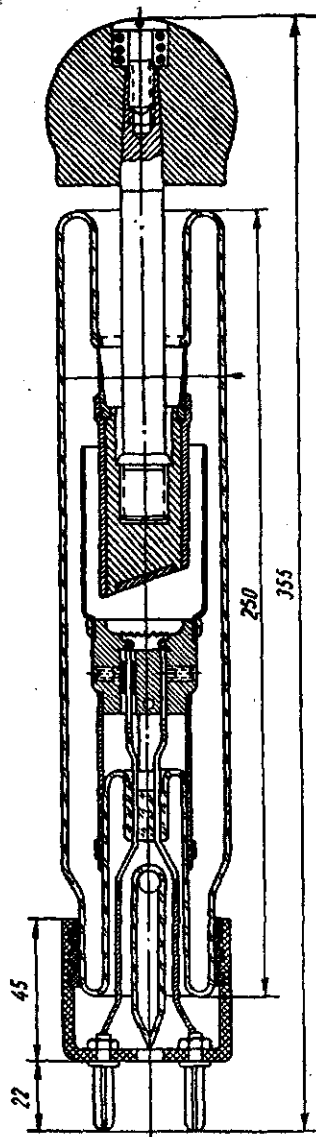


Рис. 2-78. Защитная диагностическая трубка с чехлом на катоде.

электрическое поле, образующееся между анодом и катодным чехлом, отклоняются снова на анод и не могут достичь стеклянных стенок оболочки трубки. Поэтому в таких трубках ослаблено афокальное излучение и не образуются отрицательные заряды высокого потенциала на внутренней поверхности оболочки. Распределение потенциала вдоль оболочки трубки оказывается равномерным, что позволяет покрывать ее снаружи защитным футляром без опасения пробоя стекла, а длина трубки может быть уменьшена.

Эта конструкция пригодна только для относительно невысоких напряжений (не выше 100 кВ), так как с увеличением напряжения необходимо увеличивать расстояние между катодным чехлом и анодом во избежание образования больших градиентов поля и появления эмиссии электронов с «холодного

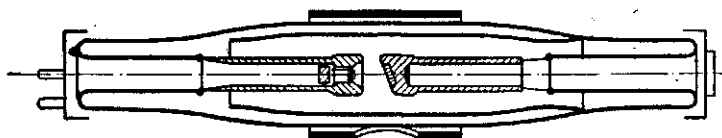


Рис. 2-79. Защитная трубка с двухстенной стеклянной оболочкой.

катода», а это приводит к чрезмерному увеличению габаритов трубки.

Защитная трубка с двухстенной стеклянной оболочкой. Защита вакуумной оболочки от отраженных электронов осуществляется также в трубке с двухстенной стеклянной оболочкой. Здесь отраженные электроны скапливаются на внутреннем стеклянном цилиндре, который припаян к наружной стенке оболочки только с одной (анодной) стороны, второй конец его оставлен свободным (рис. 2-79). Высокий вакуум, устанавливающийся между обеими стеклянными стенками оболочки, представляет хорошую изоляцию, так как в эту область электроны попасть не могут. Поэтому защитный слой свинца может быть наложен непосредственно на внешнюю стеклянную стенку оболочки.

2-27. Безопасные трубки

Защита обслуживающего персонала от воздействия неиспользуемого излучения достигается применением рассмотренных выше трубок с защитой. Однако работа с рентгеновской установкой сопряжена также с опасностью для жизни и здоровья персонала от поражения высоким напряжением. Для защиты от высокого напряжения построены безопасные рентгеновские установки, т. е. установки, при работе с которыми совершенно устранена возможность поражения высоким напряжением и

снижается до минимума облучение персонала неиспользуемым рентгеновским излучением.

В этих аппаратах электрическая защита распространяется на все элементы установки, находящиеся под высоким напряжением. С этой целью рентгеновская трубка, соответственно изолированная, помещается в общий бак с высоковольтным трансформатором или в отдельный заземленный металлический кожух. Высокое напряжение в последнем случае подводится к трубке гибкими высоковольтными кабелями, вторые концы которых посредством специальных наконечников присоединяются к полюсам источника высокого напряжения. Средняя точка вторичной обмотки трансформатора обычно заземляется, благодаря чему разность потенциалов между каждым из полюсов трубки и заземленным металлическим кожухом оказывается равной половине рабочего напряжения.

Безопасные установки не только удовлетворяют требованиям защиты от поражения высоким напряжением, но значительно улучшают и облегчают эксплуатацию их, так как при работе с такими аппаратами расширяются возможности наиболее целесообразной установки трубки, чем облегчается техника снимков и облучения. Кроме того, такие аппараты легко сделать мобильными, т. е. передвижными или переносными.

Специфические условия работы трубки в заземленном металлическом кожухе предъявляют к ней особые требования.

1. Конструкция трубки должна обеспечивать нормальную ее работу в окружении заземленных поверхностей кожуха или бака трансформатора, что в первую очередь достигается возможно полной нейтрализацией вредного действия отраженных электронов.

2. Для уменьшения размеров и веса защитного кожуха трубка должна иметь возможно меньшие габариты (длину и диаметр).

3. Для предотвращения электрического разряда с полюсов трубки на стенки защитного кожуха полюсам трубки придают сферическую форму для уменьшения градиентов электрического поля или помещают в масло, которое служит одновременно изолирующим и охлаждающим веществом.

4. Охлаждение анодов может осуществляться потоком воздуха от вентилятора, проточным маслом или массивным металлическим радиатором, укрепленным на медном стержне анода и отдающим тепло окружающему воздуху или маслу.

5. Наконец, рентгеновская трубка, помещаемая в защитный кожух, должна быть снабжена защитой от неиспользуемого излучения. В противном случае защита от рентгеновского излучения должна обеспечиваться кожухом, что приводит к утяжелению последнего, особенно при высоких напряжениях; при напряжениях до 100 кВ могут применяться трубки и без защиты.

Очевидно, любая из ранее рассмотренных трубок с лентой, при сравнительно небольших изменениях, может удовлетворить этим требованиям. На практике наибольшее применение получили конструкции трубок с чехлом на аноде. В защитных кожухах с масляным наполнением диагностических аппаратов (до 100 кВ) часто используются трубки без внутренней защиты.

Трубки, приспособленные для помещения в защитный безопасный кожух, получили условное название безопасных трубок.

Изоляция рентгеновской трубки от защитного безопасного кожуха может осуществляться воздухом или маслом.

В настоящее время в большинстве случаев применяется защитный кожух с масляной изоляцией трубки, так как при этом повышаются допустимые градиенты потенциала вдоль стеклянного баллона и, следовательно, размеры и вес трубки и кожуха могут быть значительно меньшими, чем при воздушной изоляции.

В случае помещения трубки в общий бак с высоковольтной частью аппарата — в блок-аппаратах — изолирующей средой обычно служит масло; а в блок-аппаратах, рассчитанных на сверхвысокие напряжения (1—2 МВ), изоляция осуществляется газом (азотом, углекислотой, фреоном — CCl_2F_2 , элегазом — SF_6 или их смесями) под повышенным давлением (см. § 2-33, 4-18).

Безопасные трубки с воздушной изоляцией

Безопасная диагностическая трубка в защитном кожухе с воздушной изоляцией изображена на рис. 2-80. Конструктивно эта трубка мало отличается от защитной трубки типа «металликс». Средняя часть ее оболочки, окружающая разрядное пространство, также сделана из металла и покрыта свинцовой гильзой. Охлаждение анода осуществляется массивным алюминиевым охладителем 1, имеющим форму шара, который отдает тепло, развивающееся на аноде, окружающему воздуху путем лучеиспускания и конвекции. Катодный полюс трубки экранируется металлическим шаром 2 для уменьшения градиентов поля. Трубка помещается в толстостенном (около 4 мм) стеклянном цилиндре 3, укрепленном в защитном металлическом кожухе, расширяющемся к концам. Сбоку в широких частях кожуха сделаны отверстия для ввода высокого напряжения к полюсам трубки посредством гибких высоковольтных кабелей, покрытых металлической заземленной оплеткой.

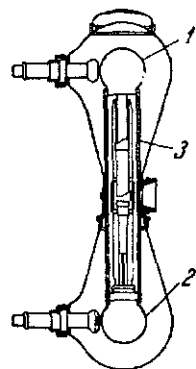


Рис. 2-80. Трубка с металлической средней частью в безопасном кожухе с воздушной изоляцией.

На рис. 2-81 дан разрез безопасной терапевтической трубки типа «металликс» с воздушной изоляцией.

На рис. 2-82 дан схематический разрез безопасной трубки типа 1-БПВ-60, для просвечивания легких металлов и сплавов, которая может быть применена также и для близкофокусной терапии. Вакуумная оболочка трубки состоит из стеклянного баллона, припаянного к металлическому стакану, в который впаяны охлаждаемый проточной водой анод и бериллиевое окно. Благодаря высокой прозрачности бериллия трубка создает очень мощное излучение; мощность дозы при 60 кВ и 20 ма достигает 40000 р/мин (см. § 6-20) при фокусном расстоянии 5 см и фильтре 0,1 мм Al. Анод трубки заземляется, а накал катода и минус высокого напряжения подводятся высоковольт-

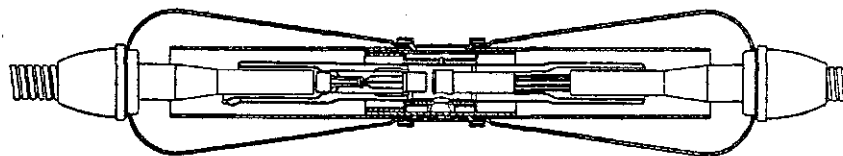


Рис. 2-81. Разрез безопасной терапевтической трубки в защитном кожухе.

ным кабелем, очищенный от металлической оплетки конец которого входит внутрь полой катодной ножки.

Безопасные трубки для структурного анализа с воздушной изоляцией показаны на рис. 2-83, 2-84 и 2-85.

1. Анод структурной трубки типа БСВ (рис. 2-83) снабжен медным чехлом с четырьмя окнами, закрытыми тонкими (0,2—0,25 мм) бериллиевыми дисками, для выхода рабочих пучков излучения. К медному чехлу анода прикреплен длинный никелевый цилиндр, охватывающий катод. Такое устройство анода совершенно исключает возможность попадания электронов на стеклянную оболочку трубки. Кроме улавливания отраженных электронов, анодный медный чехол поглощает часть неиспользуемого излучения, а также несколько предохраняет зеркало анода от загрязнения металлами, испаряющимися с катода.

Снаружи анодная часть трубки покрывается навинчивающимся на анодный цоколь латунным цилиндром с четырьмя отверстиями для выхода рабочих пучков рентгеновского излучения. Внутренняя поверхность этого цилиндра покрыта слоем свинца толщиной около 1 мм. Так как анод электрически соединен с наружным латунным цилиндром, то они имеют один и тот же потенциал и между ними отсутствует электрическое поле. Следовательно, та часть стеклянной оболочки, которая находится между ними, не подвергается действию электрического

поля. Поэтому трубка допускает заземление анода, что позволяет применить охлаждение анода проточной водой непосредственно от водопровода и приближать камеры с исследуемыми образцами вплотную к защитному цилиндру.

2. На рис. 2-84 изображена безопасная трубка для структурного анализа, вакуумная оболочка которой состоит из металлического стакана и припаянного к нему стеклянного цилиндра. Охлаждаемый проточной водой анод и бериллиевые окна для выхода рабочих пучков рентгеновских лучей впаяны в металлический стакан. Защитный слой свинца накладывается непосредственно на металлический стакан, который заземляется. Накал катода и высокое напряжение подводятся к трубке высоковольтным кабелем, изолированный конец которого входит внутрь полой катодной ножки. Фокус трубки линейный шириной 1,2 мм и длиной 10—12 мм. Трубка обладает хорошими параметрами, однако близкое расположение накаливаемой спирали к зеркалу анода быстро приводит к загрязнению его испаряющимся вольфрамом. Поэтому здесь необходимо принять меры к предотвращению загрязнения зеркала (см. § 2-25).

На рис. 2-85 изображена безопасная трубка для структурного анализа с вакуумноплотными бериллиевыми окнами (толщиной 0,25 мм), припаянными к металлической заземленной части трубки (тип БСВ-4). Хорошие тепловые свойства бериллия позволили приблизить

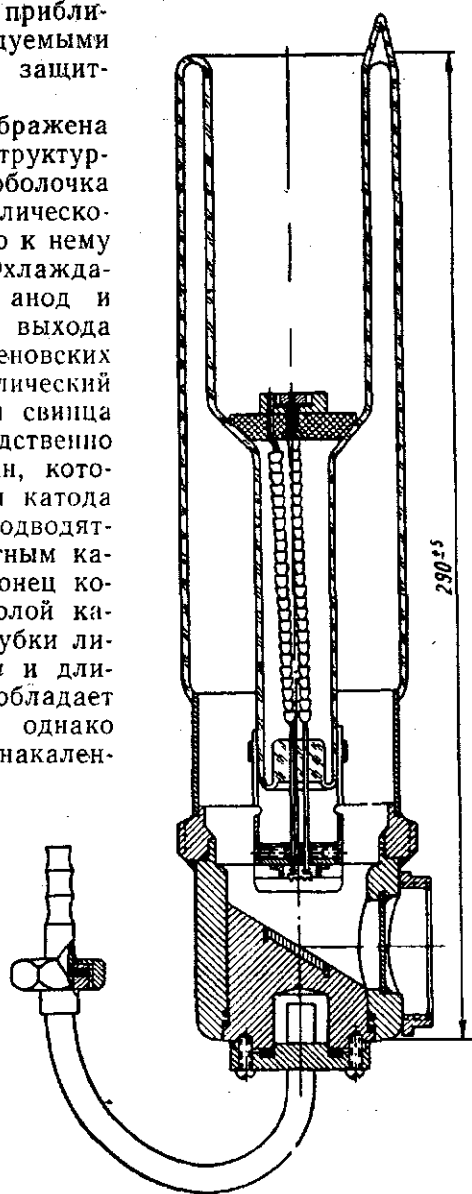


Рис. 2-82. Безопасная трубка типа 1-БПВ-60 для просвечивания легких металлов и сплавов.

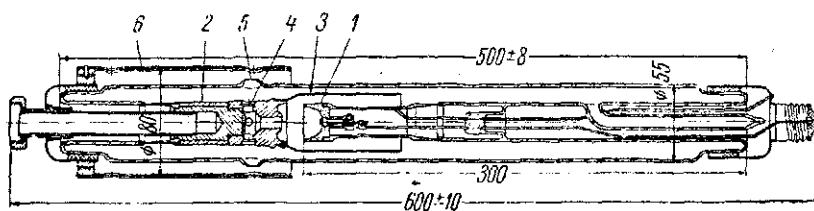


Рис. 2-83. Безопасная трубка для структурного анализа типа БСВ.
1 — катод; 2 — анод; 3 — анодный чехол; 4 — окно в чехле, закрытое бериллиевым диском; 5 — окно в вакуумной оболочке из стекла «гетан»; 6 — латунный цилиндр, покрытый внутри слоем свинца толщиной около 1 мм.

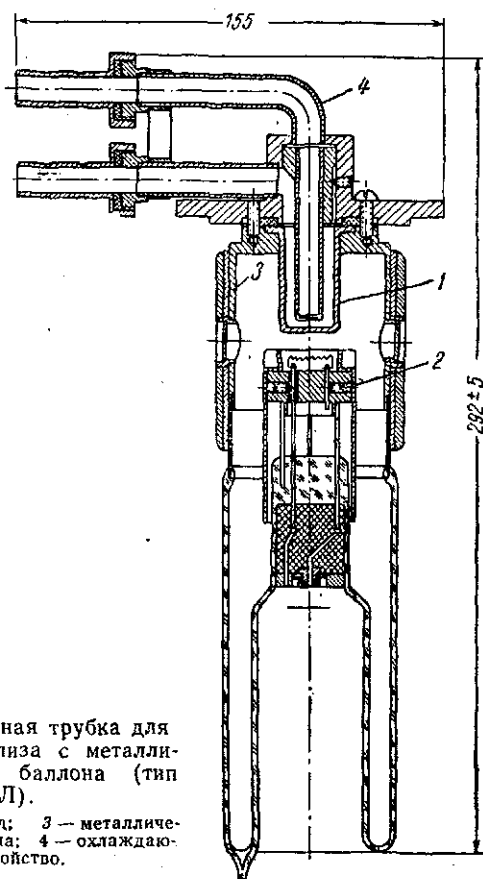


Рис. 2-84. Безопасная трубка для структурного анализа с металлическим стаканом баллона (тип БСВЛ).

1 — анод; 2 — катод; 3 — металлический стакан баллона; 4 — охлаждающее устройство.

окна к фокусному пятну и тем уменьшить диаметр оболочки трубки у окон. Трубка имеет круглый фокус и четыре выходных окна. Для предотвращения загрязнения зеркала анода вольфрамом испаряющимся с накаливаемой нити, спираль сделана из карбидированного торированного вольфрама, который работает при более низких температурах и, следовательно, меньше испаряется. Бериллиевые окна защищены от конденсации на них паров вольфрама путем углубления их в стенках оболочки.

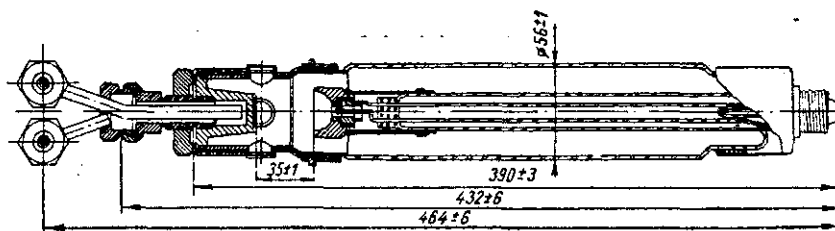


Рис. 2-85. Безопасная трубка для структурного анализа с вакуумноплотными бериллиевыми окнами (тип БСВ-4).

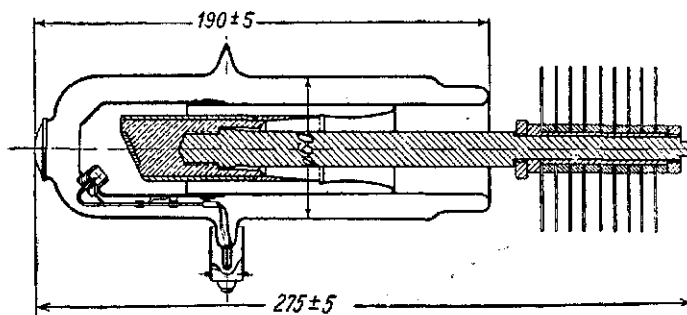


Рис. 2-86. Безопасная трубка для мягких «пограничных» лучей типа 0,1БТК-15.

Малое расстояние от фокуса до точки использования и высокая проникаемость бериллиевых окон сильно повышают интенсивность рентгеновского излучения, благодаря чему время получения рентгенограмм сокращается во много раз (до 10—15 раз) по сравнению с трубками, имеющими окна из стекла «гетан».

Безопасная мягколучевая трубка оригинальной конструкции на рабочее напряжение 8—15 кВ с осевым выходом излучения, снабженная окном из стекла «гетан», показана на рис. 2-86. Защита стеклянной оболочки и особенно гетанового окна от отраженных электронов осуществляется при помощи

никелевого стакана, связанного с катодом и охватывающего анод. Мягкое излучение, получаемое при напряжениях 8—15 кВ, практически полностью поглощаемое никелевым стаканом и стенками оболочки, может выходить только через отверстие в никелевом стакане и впаянное в колбу гетановое окно. Для защиты от высокого напряжения трубка при работе помещается в безопасный кожух с воздушной изоляцией. Современные мягколучевые трубки описаны в § 2-31 и 2-32.

Безопасные трубки с масляной изоляцией

Описанные выше конструкции безопасных трубок и защитных кожухов к ним с воздушной изоляцией имеют большие габариты и вес. Поэтому в настоящее время большинство рентгеновских трубок изготовляется для работы в защитных кожухах с масляной изоляцией. Высокие изоляционные свойства масла позволяют сильно уменьшить длину и диаметр трубки и сократить расстояние полюсов ее от стенок кожуха и тем придать ему большую компактность.

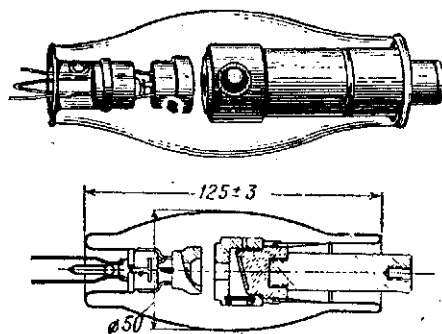


Рис. 2-87. Безопасная диагностическая трубка для переносных аппаратов (тип 1БДМ-60).

Впервые масляная изоляция трубки была применена в переносных мало-мощных диагностических аппаратах, рассчитанных на небольшие напряжения (50—

60 кВ). Трубка очень малых размеров, 100—120 мм длиной, обычной конструкции, снабженная радиаторным охладителем (рис. 2-87), помещается внутри масляного бака высоковольтного трансформатора; она присоединяется непосредственно к вторичной обмотке трансформатора и работает под переменным напряжением. В стенке бака против анода трубки делается отверстие (окно), закрытое целлулоидной крышкой, для выхода рентгеновского излучения.

Так как из бака трансформатора высокое напряжение не выводится наружу и мощность трубки мала (0,5 кВт), то весь аппарат (трансформатор вместе с трубкой — блоктрансформатор) удается сделать очень легким и малых размеров (вес около 12—15 кг). По этому принципу в настоящее время строятся не только переносные, но и передвижные и облегченные стационарные диагностические аппараты на напряжение до 110 кВ.

На рис. 2-88 изображен такой блоктрансформатор диагностического аппарата типа РУМ-4 на 100 кВ, 40 жд отечественного производства. Высоковольтный трансформатор с заземленной средней точкой, трансформатор накала и рентгеновская трубка типа ЗБДМ-100 помещаются в трансформаторном масле внутри запаянного стального бака специальной формы. Для компенсации расширения масла при нагревании применен маслорасширитель в виде металлической «гармоники» — сифона, внутреннее пространство которого сообщается с атмосферным воздухом.

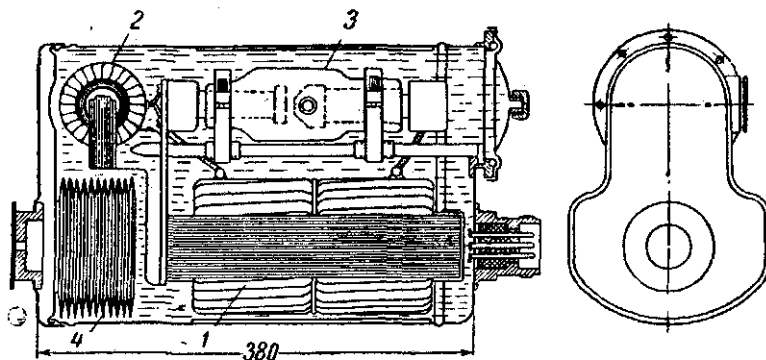


Рис. 2-88. Блоктрансформатор на 100 кВ с трубкой ЗБДМ-100.
1 — главный трансформатор; 2 — трансформатор накала; 3 — рентгеновская трубка типа ЗБДМ-100; 4 — маслорасширитель.

Рентгеновская трубка крепится на специальном держателе, сделанном из пластмассы, и вставляется в бак через люк. Общий вес блокаппарата около 30 кг.

Более мощные рентгеновские трубки обычно помещаются в защитные безопасные кожухи, заполненные маслом, и соединяются с аппаратом высоковольтными кабелями.

На рис. 2-89 изображена типичная конструкция защитного безопасного кожуха для диагностической трубки типа ЗБДМ-100. Трубка укрепляется на изоляционных втулках, которые служат гнездами для наконечников высоковольтных кабелей. Тонкостенный стальной кожух, выложенный внутри свинцом, заполняется трансформаторным маслом через окно для выхода рентгеновских лучей, которое закрывается целлулоидной крышкой. Так же как и в блоктрансформаторе, для компенсации расширения масла применяются маслорасширители — сифоны, помещаемые у торцов кожуха.

Наиболее распространенным типом высоковольтной (200 кВ и выше) безопасной трубки для терапии и просвечивания материалов, предназначенной для работы в защитном кожухе

с масляной изоляцией, в настоящее время является трубкой с чехлом на аноде. Эти трубки, как известно, имеют минимальные габариты и обеспечивают значительное ослабление неиспользуемого излучения, благодаря чему размеры и вес кожуха получаются небольшими.

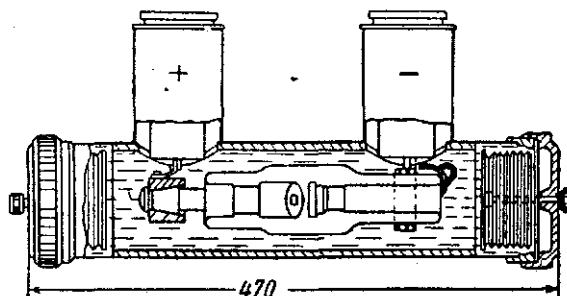


Рис. 2-89. Защитный кожух для диагностической трубки 4БДМ-100 с масляной изоляцией.

На рис. 2-90 показан разрез трехкиловаттной безопасной рентгеновской трубки с чехлом на аноде (тип 3-БПМ-200), рассчитанной для работы при 200 кВ в масляном безопасном кожухе. Медный анодный чехол улавливает отраженные элект-

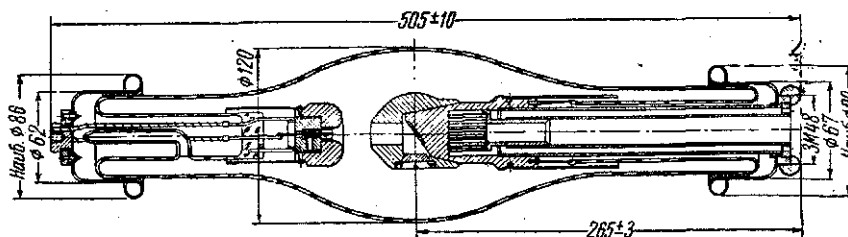


Рис. 2-90. Трубка для просвечивания материалов типа 3БПМ-200.

роны в месте их возникновения, вследствие чего вредное действие их сводится до минимума. Катод снабжен массивным фокусирующим устройством, поглощающим излучение, направленное в сторону катода. Так как стенки анодного чехла обеспечивают лишь частичное поглощение неиспользуемого излучения, то устраивается дополнительная защита в виде слоя свинца необходимой толщины, уложенного на внутренней поверхности безопасного кожуха, в котором работает трубка (рис. 2-91).

Охлаждение анода осуществляется следующим образом. От специального насоса масло поступает по трубкам из маслоупор-

ной резины внутри анода, из анода оно вытекает в защитный кожух, омывает рентгеновскую трубку и с другого конца кожуха выходит к насосу в собирающий резервуар, где охлаждается и снова перегоняется в полость анода.

Защитный кожух отличается от вышеописанного кожуха диагностической трубки (рис. 2-89) большими размерами, отсутствием маслорасширителя и дополнительным устройством для охлаждения анода проточным маслом.

Для отвода большого количества тепла, выделяющегося на аноде (3 кВт), последний делается большого диаметра и имеет

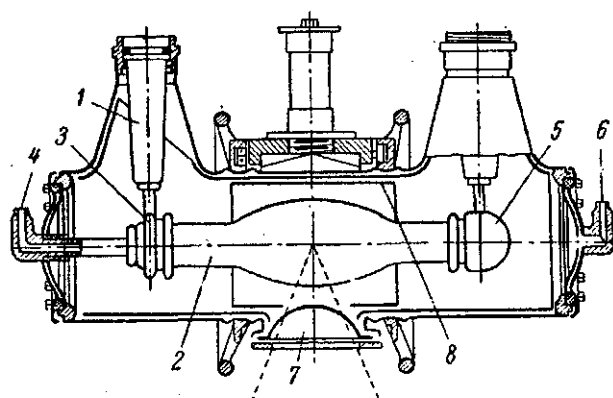


Рис. 2-91. Защитный кожух для трубки ЗБПМ-200 с проточным масляным охлаждением.

1 — кабельный ввод; 2 — рентгеновская трубка; 3 — анодный держатель; 4 — вход масла; 5 — катодный держатель; 6 — выход масла; 7 — выходное окно для рентгеновских лучей; 8 — свинцовая защита.

довольно сложную систему каналов для увеличения охлаждаемой поверхности (см. § 2-23). Масло подается в анод под давлением от насоса производительностью 15 л/мин, приводимого во вращение асинхронным электродвигателем.

В заключение следует заметить, что в последних трех параграфах были рассмотрены основные типы трубок (без защиты, самозащитных и безопасных), имеющих обычную двух-электродную конструкцию с выходом полезного излучения в середине трубки и рассчитаны на рабочие напряжения до 200—220 кВ.

В последние годы все большее значение приобретают специализированные трубки, т. е. трубки, предназначенные для отдельных специальных видов исследований, конструкции которых значительно отличаются от конструкций рассмотренных трубок массового применения. К ним относятся трубки:

- 1) с выносным полым анодом;

- 2) с вращающимся анодом;
- 3) импульсные;
- 4) мягколучевые большой мощности излучения;
- 5) миниатюрные;
- 6) высоковольтные;
- 7) рентгеновский теневой микроскоп.

Так как конструкции большинства из этих трубок слабо освещены в нашей литературе, то они рассматриваются ниже довольно подробно.

2-28. Трубки с выносным полым анодом

Рентгеновские трубки с выносным полым анодом очень удобны в некоторых видах рентгенотерапии и при исследованиях сложных промышленных изделий, а в некоторых случаях являются незаменимыми.

Так, при облучении злокачественных образований на внутренних органах человека в некоторых случаях оказывается возможным вводить в полость тела больного самый источник рентгеновского излучения — фокус трубки. Такой способ облучения очень выгоден, так как при этом фокус трубки (источник рентгеновского излучения) подводится непосредственно к пораженному органу, и вследствие этого интенсивность излучения на облучаемую поверхность очень сильно повышается (контактная терапия).

Кроме того, так как интенсивность излучения изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния, то при облучении опухолей с близкого расстояния интенсивность лучей сильно падает по мере проникновения в глубь облучаемого органа, и поэтому нижележащие здоровые ткани тела подвергаются действию излучения малой интенсивности.

Техника просвечивания полых промышленных изделий сильно упрощается, время исследования во много раз сокращается, а качество снимков получается значительно выше, если источник рентгеновского излучения (фокус трубки) поместить внутри изделия, а фотопленку наложить снаружи. Так, например, при исследовании поперечного шва парового котла диаметром 1 м можно фокус трубки расположить на оси котла и получить сразу снимок всего поперечного шва длиной 3,14 м, в то время как при обычном просвечивании нужно было бы произвести $314 : 40 = 8$ снимков, т. е. затратить гораздо больше времени при значительной меньшей точности исследования.

На рис. 2-92 приведена фотография трубки с полым анодом для полостной терапии. Анод этой трубки выполнен в виде длинной медной трубы, открытый конец которой помещается против катода. Другой конец анодной трубы за-

крыт медной пластинкой толщиной около 0,3 мм, покрытой тонким слоем золота, служащей, с одной стороны, зеркалом анода, на котором тормозится сфокусированный пучок первичных электронов и возникает рентгеновское излучение, и, с другой стороны, окном для выхода рентгеновского излучения. Мед-

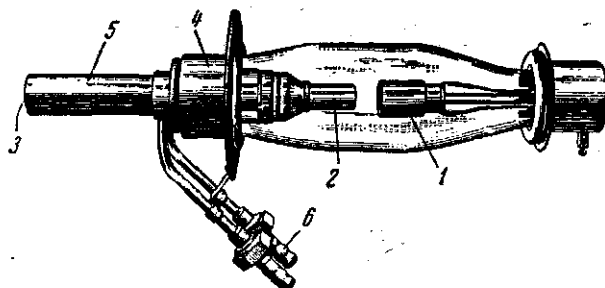


Рис. 2-92. Безопасная трубка для полостной терапии.

1 — катод; 2 — анодная трубка; 3 — окно для выхода рентгеновских лучей; 4 — анодный цоколь; 5 — водяная рубашка; 6 — патрубки для присоединения трубок охлаждающей воды.

ный полый анод покрыт тонкостенной латунной трубой — водяной рубашкой. Охлаждающая вода направляется к зеркалу анода по кольцевой щели между анодной трубой и рубашкой, разделенной на две части перегородками, проходящими по двум диаметрально противоположным образующим анодной трубы.

Для защиты от высокого напряжения трубка помещается в фарфоровый кожух (рис. 2-93), покрытый снаружи металлической оболочкой. Анод, металлическая оболочка кожуха и положительный полюс источника высокого напряжения заземляются. Накал катода и отрицательный полюс источника высокого напряжения подводятся к трубке при помощи гибкого высоковольтного кабеля. Защита от неиспользуемого излучения легко осуществляется посредством свинцовых чехлов, надеваемых на конец анода. С помощью такого чехла можно из общего излучения вырезать полезный пучок в любом направлении. Трубка рассчитана на максимальное напряжение 100 кВ и 4 мА анодного тока.

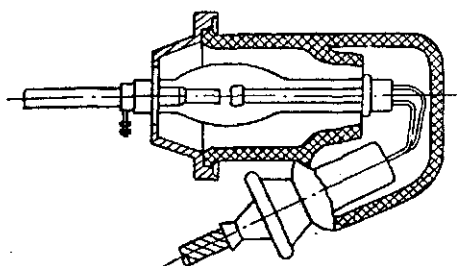


Рис. 2-93. Трубка для полостной терапии в фарфоровом защитном кожухе.

На рис. 2-94 приведена фотография рентгеновской трубки с полым анодом для просвечивания полых изделий. Эта трубка

работает при напряжениях до 200 кВ и токе около 5 ма. Она отличается от трубки для полостной терапии большей длиной, выступающей из стеклянной оболочки части анодной трубы,

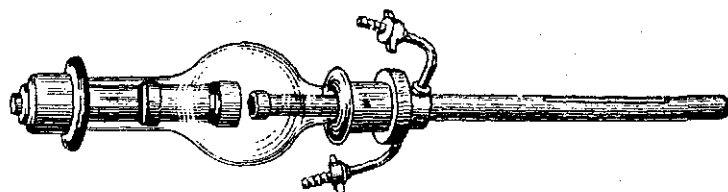


Рис. 2-94. Рентгеновская трубка с полым анодом на 200 кВ.

меньшими размерами фокусного пятна и направлением выхода полезного излучения. Для получения нужных размеров фокуса в этой трубке применена дополнительная фокусировка пучка электронов магнитным полем короткой катушки, надетой на анодную трубу.

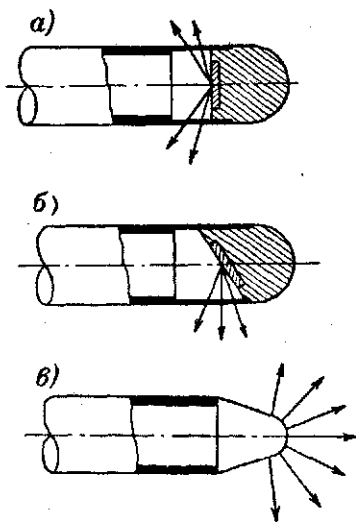


Рис. 2-95. Варианты устройства зеркала анода трубки с полым анодом.

Зеркало анода может выполняться различными способами: в виде припаянного к концу анодной трубы массивного медного блока с вольфрамовым зеркалом, расположенным перпендикулярно или под некоторым углом к оси трубки, или в виде тонкостенного медного позолоченного внутри колпачка (рис. 2-95). В первом случае (а) рентгеновское излучение, возникающее на вольфрамовом зеркале, выходит через стенки анодной трубы по всем направлениям симметрично оси трубки. Такие трубки удобны при просвечивании цилиндрических полых изделий. Во втором случае (б) полезное излучение имеет преимущественно боковое направление. Наконец, в случае зеркала в виде медного колпачка (в) излучение выходит равномерно в пределах телесного угла, превышающего 180° .

Для получения увеличенных снимков изготавливаются специальные острофокусные трубки аналогичной конструкции. К концу анодной трубы припаян медный анод с вольфрамовым зеркалом (рис. 2-96). Полезный пучок лучей в этой трубке выходит под углом 90° к оси анода через окно, закрытое вакуум-

ноплотным бериллиевым диском, припаянным к медной анодной трубе. Дополнительная фокусировка электронов достигается короткофокусной магнитной линзой-катушкой в стальной броне, надетой на анодную трубу вблизи вольфрамового зеркала. При этом фокусное пятно, являющееся сильно уменьшенным изображением спирали катода, получается очень малых размеров (0,2—0,3 мм в диаметре), что позволяет получать увеличенные снимки исследуемых объектов, приближая их вплотную к аноду и отодвигая фотопленку на определенное расстояние (см. § 2-35). Трубка рассчитана для работы при нагрузке 100—150 вт и напряжении до 150 кэ.

Трубки с полым анодом оказались очень устойчивыми в работе и долговечными. Это объясняется главным образом тем, что в них вредное действие отраженных электронов почти полностью устранено, так как они остаются внутри полого анода и не могут достичь стеклянных стенок оболочки трубки.

2-29. Трубки с вращающимся анодом

Для получения на снимках резкого теневого изображения исследуемого объекта диагностическая трубка должна обладать фокусом малых размеров. С другой стороны, при снимках подвижных органов (сердце, желудок и т. п.) выдержку приходится сильно сокращать (до сотых долей секунды) во

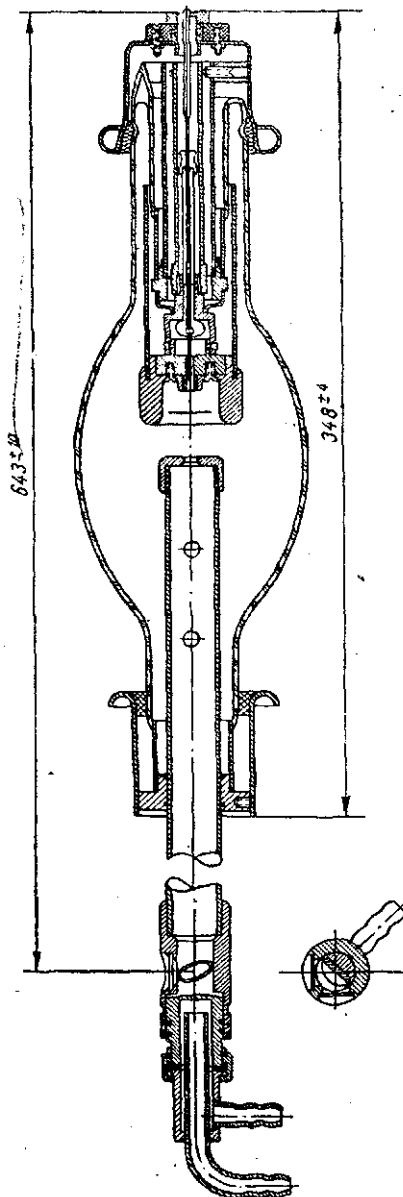


Рис. 2-96. Острофокусная трубка с полым анодом 0,3БПВ-150.

избежание размазывания теневой картины, вызванного движением объекта во время снимка. Сокращение же длительности снимка требует соответствующего повышения мощности (изучения) трубки, что в свою очередь требует увеличения размеров фокуса. Таким образом, для получения резких изображений подвижных объектов, трубки должны допускать большие кратковременные нагрузки при очень малых размерах фокуса, т. е. должны обладать высокой «добротностью» (см. § 2-25). Добротность обычных трубок для таких снимков оказывается недостаточной.

Поэтому уже давно возникла идея повысить добротность трубки путем вращения анода, направив сфокусированный пучок электронов на его зеркало эксцентрично. При этом нагреванию подвергаются последовательные участки поверхности зеркала анода, в то время как фокус в пространстве остается неподвижным. За время полного оборота анода энергия электронного пучка выделяется на кольцевой поверхности вольфрамового зеркала анода, и, следовательно, нагревание его будет меньше. Поэтому трубки с вращающимся анодом при очень коротких экспозициях выдерживают нагрузки в несколько раз большие, чем трубки с неподвижным анодом при тех же размерах фокуса.

Прежде чем перейти к описанию конструкций трубок с вращающимися анодами, приведем некоторые соображения о скорости вращения анода.

Мы видели (§ 2-20), что температура вольфрамового зеркала в центре фокуса неподвижного анода при очень малых длительностях включения ($t < 0,02$ сек) выражается формулой

$$T = kP \sqrt{t}, \quad (2-81)$$

где k — постоянная, зависящая от теплопроводности и теплоемкости материала анода; P — нагрузка трубки, вт/мм^2 ; t — время включения.

Таким образом, температура T повышается при данной нагрузке пропорционально корню квадратному из времени. Следовательно, время нагрузки надо уменьшить в четыре раза, чтобы снизить температуру вдвое. Зависимость температуры поверхности вольфрамового зеркала в центре фокуса от длительности включения показана на рис. 2-46 (кривая T).

Положим, что вследствие движения анода фокус перемещается по вольфрамовому зеркалу слева направо (рис. 2-97). Если фокус за время нагрузки передвинется на расстояние, равное в n раз увеличенной ширине фокуса, то каждый участок зеркала будет нагружаться $\frac{1}{n}$ часть времени. Следовательно, температура его будет в \sqrt{n} раз меньше, чем при не-

подвижном аноде, или, что то же, нагрузка может быть увеличена в \sqrt{n} раз.

Кривая 1 (рис. 2-97) дает изменение за время t температуры фокуса неподвижного анода, кривая 2 — температуры через то же время t вращающегося анода при той же нагрузке и при перемещении фокуса на расстояние, равное 16-кратной ширине фокуса.

Кривые 3 и 4 дают соответствующие значения при учетверенной нагрузке. Следовательно, если необходимо увеличить нагрузку трубки в m раз по сравнению с неподвижным анодом, то анод должен вращаться с такой скоростью, чтобы за время снимка фокус мог пройти расстояние L , равное ширине фокуса F , увеличенной в m^2 раз, т. е.

$$L \geq m^2 F. \quad (2-82)$$

Это соотношение относится к случаю питания трубки постоянным неп пульсирующим напряжением. Для случая пульсирующего напряжения скорость вращения должна быть больше. Так,

для трехфазного тока

$$L \geq 1,2 m^2 F; \quad (2-83)$$

для однофазного тока

$$L \geq 2,3 m^2 F. \quad (2-84)$$

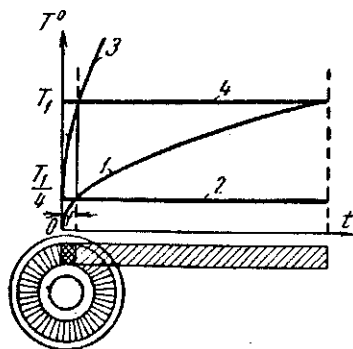


Рис. 2-97. К выводу формулы (2-85).

Если t — время включения; n — число оборотов анода в секунду; r — средний радиус кольца, описываемого фокусом на зеркале анода; K — коэффициент формы кривой напряжения, то

$$L = Km^2 F = 2\pi r n t,$$

и увеличение допустимой нагрузки m при вращении анода будет

$$m = \sqrt{\frac{2\pi r n t}{K \cdot F}}. \quad (2-85)$$

Следует отметить, что полученное выражение для увеличения допустимой нагрузки справедливо только для очень коротких экспозиций, длящихся не более времени одного оборота анода, так как при последующих оборотах электронный пучок будет снова попадать на неостывшую еще поверхность анода и поэтому допустимая нагрузка для второго оборота будет меньше, чем для первого, и т. д.

Конструкции трубок с вращающимся анодом. Первая трубка с вращающимся анодом была предложена Вудом в 1897 г. В ионной трубке (рис. 2-98), анодом которой

служила стеклянная стенка оболочки, катод *1* мог свободно вращаться вокруг оси *2*. Трубка монтировалась горизонтально на двух подшипниках, не показанных на рисунке, и вращалась

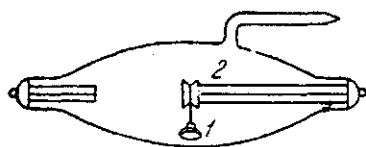


Рис. 2-98. Ионная трубка с подвесным вращающимся катодом.

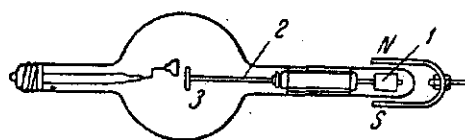


Рис. 2-99. Первая электронная трубка с вращающимся анодом.

вокруг своей оси. При этом катод под действием собственного веса оставался неподвижным, и его активная поверхность все время была направлена вниз. Повышение мощности трубки достигалось тем, что энергия пучка электронов выделялась все время на новых участках вращающейся стенки оболочки, которые в промежутках между двумя прохождениями против катода охлаждались.

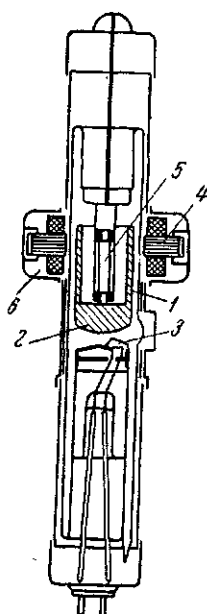


Рис. 2-100. Схематический чертеж диагностической трубки с массивным вращающимся анодом.

В 1915 г. Кулидж сконструировал электронную трубку (рис. 2-99), которая имела плоский круглый анод *3* диаметром около 25 мм, укрепленный на вращающейся оси *2*, расположенной по оси трубки. Катод обычной конструкции несколько смещен относительно оси анода. Поэтому при вращении анода фокус трубки, оставаясь неподвижным в пространстве, описывал на вращающемся аноде кольцо; таким образом, энергия электронов выделялась на большой кольцевой поверхности и мощность трубки повышалась. Так, при 750 об/мин мощность трубки повышалась в два-три раза. Вращение анода осуществлялось посредством вращаемого мотором постоянного магнита *NS*, расположенного вне трубки и действовавшего на железную пластинку *1*, прикрепленную к оси анода.

Практическое применение получили две различные конструкции трубок с вращающимся анодом. Первая из них появилась в 1929 г. При разработке этой трубки использован принцип конструкции защитных трубок «металликс». Принципиальная схема устройства этой трубки показана на рис. 2-100.

Массивный медный анод 1 с коническим вольфрамовым зеркалом 2 толщиной около 0,2 мм укреплен на оси 5, вращающейся в двух медно-графитовых подшипниках. Вращение анода производится вращающимся магнитным полем, создаваемым статором 4 асинхронного электродвигателя, который помещается вне трубки в металлическом кожухе 6.

Скорость вращения анода 1200—2500 об/мин.

Спираль 3 помещена эксцентрично в теле массивного катода. Средний диаметр фокусного кольца 40 мм. Размер действительного фокуса около $2,2 \times 7,5 \approx$

$\approx 16 \text{ мм}^2$. Увеличение m допустимой нагрузки по сравнению с неподвижным анодом легко вычислить по формуле (2-85). Пусть число оборотов анода $n = \frac{1200}{60} = 20 \text{ об/сек}$, время включения $t = \approx 0,05 \text{ сек}$, т. е. равно времени одного оборота анода.

Тогда при трехфазном токе

$$m = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 20 \cdot 20 \cdot 0,05}{1,2 \cdot 2,2}} \approx 6,5.$$

Испытание трубки показывает, что при указанных выше условиях достигается 6—7-кратное увеличение мощности трубки. При более длительной работе трубки допустимые нагрузки сильно уменьшаются (рис. 2-101). В производстве этих трубок наибольшую трудность представляет конструирование антифрикционных подшипников для работы в вакууме, центровка и балансировка анода, обеспечивающие спокойное его вращение и охлаждение. Эти трубки в настоящее время встречаются редко.

Большое распространение имеют трубки с анодом, вращающимся на шариковых подшипниках. На рис. 2-102 показана одна из первых трубок такого типа. Анод этой трубки состоит из толстого конического вольфрамового диска 1, укрепленного на вращающейся в двух шариковых подшипниках оси 2. На конце анода, обращенном к анодному цоколю, укреплен железный

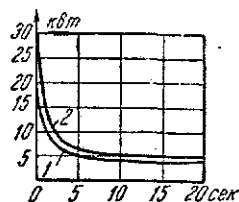


Рис. 2-101. Зависимость допустимой нагрузки трубки с массивным вращающимся анодом от выдержки. 1 — на 4-кенодном аппарате; 2 — на 6-кенодном аппарате.

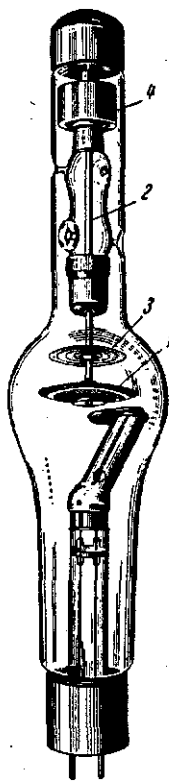


Рис. 2-102. Трубка с вращающимся дисковым анодом.

цилиндр 4, служащий ротором. Этот цилиндр приводится во вращение вращающимся магнитным полем, создаваемым статором асинхронного двигателя. Катод трубки смещен относительно ее оси, благодаря чему линейный фокус получается на конической поверхности анода. При работе трубки анод раскаляется до высокой температуры и отдает тепло лучеиспусканием.

Трубка предназначена для работы в защитном кожухе с воздушной изоляцией и поэтому имеет большие размеры. На рис. 2-103 приведены кривые допустимых нагрузок для этой трубки и зависимости от времени экспозиции.

На рис. 2-104 изображена такая же трубка, но значительно меньших размеров, предназначенная для работы в масле

в защитном кожухе. Разрез вращающегося анода этой трубки дан на рис. 2-105.

При изготовлении рентгеновских трубок с вращающимся анодом этого типа наибольшие трудности представляло создание специальных шариковых подшипников, которые обеспечивали бы нормальную работу трубки. Дело в том, что во время работы, а также в производстве при откачке трубки шариковые подшипники

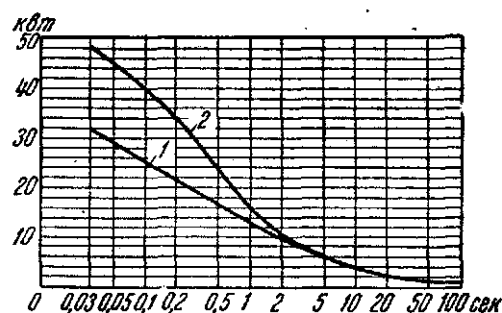


Рис. 2-103. Зависимость допустимой нагрузки трубки с вращающимся дисковым анодом от выдержки.

1 — на 4-кенотронном аппарате; 2 — на 6-кенотронном аппарате.

нагреваются до высоких температур, поэтому они должны быть сделаны из специальной стали, стойкой при этих температурах. Кроме того, удаление с шариков следов смазки при обезгаживании металлических деталей трубки во время откачки приводит к сильному повышению трения в подшипниках, вследствие чего они быстро портятся и вскоре вращение анода прекращается.

Увеличение радиального зазора в шариковом подшипнике не давало удовлетворительных результатов, так как вращение анода становилось беспокойным и сопровождалось дребезжанием и шумом.

В дальнейшем было найдено, что эта трудность может быть преодолена покрытием шариков тонкой пленкой серебра или бария путем испарения их в вакууме. Та же цель может быть достигнута «смазыванием» шариков свинцом с графитом.

Трубки с вращающимся анодом в настоящее время приобретают все более широкое распространение. В большинстве случаев они выпускаются с двумя фокусами размерами $0,3 \times 0,3$ мм

и $1,2 \times 1,2$ мм или 2×2 мм на предельные напряжения 125 и 150 кв. Некоторые фирмы выпускают трубки с вращающимся анодом, имеющим две кольцевые рабочие (фокусные) конические поверхности с углами наклона 10 и $17,5^\circ$, соответствующие двум фокусам, которые располагаются по радиусу диска один за другим. Это позволяет получить при той же удельной на-



Рис. 2-104. Трубка с вращающимся анодом, предназначенная для работы в масле.

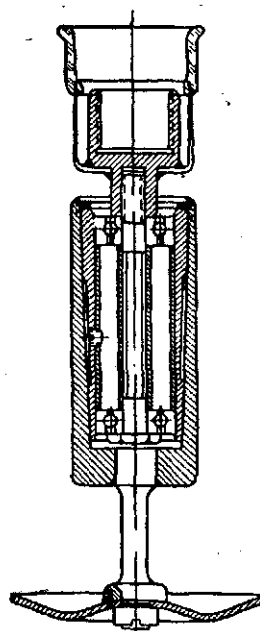


Рис. 2-105. Разрез вращающегося анода трубки, изображенной на рис. 2-104.

грузке меньшую величину эффективного фокуса (при 10°) и увеличить срок службы трубки, так как при работе разных фокусов нагреванию подвергаются разные рабочие поверхности анода.

Наконец, в последнее время появились трубки, в которых число оборотов вращающегося анода доведено до 6000 и даже до 9000 в минуту. Увеличение числа оборотов значительно повышает допустимую удельную нагрузку при коротких выдержках (см. формулу 2-85), а также позволяет сильно уменьшить диаметр анода, а следовательно, и диаметр оболочки трубки и защитного кожуха. На рис. 2-106 показано уменьшение

размеров трубки при увеличении числа оборотов от 3000 до 9000 при одинаковой мощности, по данным французской фирмы «Радиоложи».

Вращающиеся трубки. Разгрузка фокусного пятна может быть достигнута также отклонением магнитным полем электронного пучка в трубке с анодом, неподвижно скрепленным с оболочкой, при вращении самой трубки.

Конструкция трубки, предложенной в 1917 г. Кулиджем (рис. 2-107), отличается лишь тем, что анод ее снабжается сферическим или коническим зеркалом и сама трубка монтируется на подшипниках. Катод располагается по оси трубки.

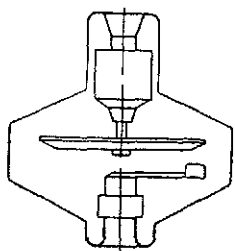


Рис. 2-106. Уменьшение размеров трубки при увеличении числа оборотов анода от 3000 до 9000 в минуту, по данным фирмы «Радиоложи».

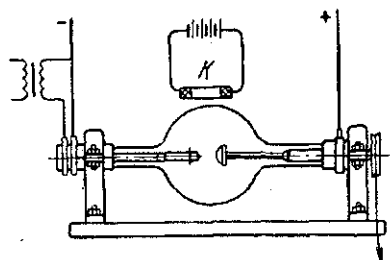


Рис. 2-107. Электронная вращающаяся трубка.

Электронный пучок отклоняется от осевого направления магнитным полем, создаваемым небольшим соленоидом, и попадает на зеркало анода эксцентрично. При вращении трубки катодный пучок отклоняется неподвижным соленоидом K в одну и ту же сторону, и потому фокус остается в пространстве неподвижным и описывает на зеркале анода фокусное кольцо.

Трубки этого типа не получили распространения в практике, так как неудобны в эксплуатации.

2-30. Импульсные трубки для микросекундной рентгенографии

При исследованиях быстро протекающих процессов необходимо получать снимки при очень коротких выдержках и энергия рентгеновского излучения должна быть достаточной для получения необходимого фотографического действия.

Например, при снимке пули, движущейся со скоростью $v = 1000 \text{ м/сек} = 10^6 \text{ мм/сек}$, для того чтобы размазывание снимка было не больше 1 мм, требуется выдержка

$$\tau = \frac{1}{10^6} = 10^{-6} \text{ сек} = 1 \text{ мксек.}$$

Для получения достаточной энергии рентгеновского излучения при столь коротких выдержках приходится увеличивать ток через трубку до сотен и даже тысяч ампер. Опыт показывает, что, применяя чувствительные пленки и хорошие усиливающие экраны, можно получить удовлетворительный снимок через стальную плиту толщиной 25 мм, расположенную на расстоянии 1 м от анода трубки, при 300 кВ и токе 1 мА в течение 1 сек. Такой же снимок можно получить при токе 10 мА в 0,1 сек или при токе 10^6 мА = 1000 А в 10^{-6} сек.

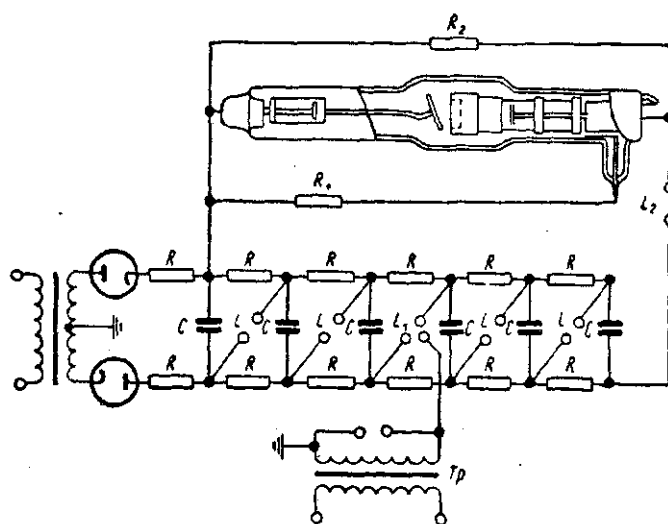


Рис. 2-108. Принципиальная схема импульсного аппарата.

Такие мощные кратковременные импульсы тока получают, пропуская через трубку специальной конструкции разряд конденсаторов емкостью 0,01—0,02 мкФ импульсного генератора высокого напряжения, собранного по схеме Аркадьева—Маркса. Параллельно соединенные конденсаторы C, C, \dots (рис. 2-108) заряжаются через кенотроны и систему сопротивлений R, R, \dots до $U_{\max} = 50$ кВ. Расстояния между шарами искровых промежутков устанавливаются такими, чтобы напряжение 50 кВ их не пробивало. Между шарами искрового промежутка L_1 установлен вспомогательный поджигающий электрод, на который в нужный момент подается добавочное напряжение при помощи управляющей схемы от трансформатора Tr . Промежутки L_1 , а за ним и все остальные пробиваются, конденсаторы оказываются включенными последовательно, и на трубку подается напряжение, равное приблизительно сумме

напряжений всех конденсаторов, т. е. напряжение 300 кВ. В этот момент через трубку протекает импульс тока до 2000 а в течение около 1 мксек.

Таким образом, импульсные рентгеновские трубки для микросекундной рентгенографии должны пропускать мгновенные токи указанных выше значений.

Различными исследователями применялись три принципиально различных вида импульсных трубок:

- 1) импульсные трубки с разрядом в парах ртути с ртутными анодом и катодом;
- 2) высоковакуумные электронные трубки с форсированным накалом катода;
- 3) высоковакуумные трубки с автоэлектронной эмиссией холодного катода.

Существенным недостатком импульсной трубки первого типа является то, что они должны занимать лишь определенное неподвижное положение (рис. 2-109). Кроме того, для поддержания низкого давления паров ртути необходимо охлаждать трубку до температуры около 0° С.

Высоковакуумные электронные трубки с кратковременным сильным перекалом нити катода также применяются в импульсной рентгенографии. В 1942 г. В. А. Цукерман и А. И. Авдеенко с успехом применили в качестве импульсной трубки обычный высоковольтный кенотрон типа КР-220 (рис. 4-12) и получали снимки с выдержками около 2 мксек при токе около 200 а. При сильном перекале нити катода срок службы трубки резко сокращается. В этом заключается

главный недостаток этих трубок; достоинством же их является большая устойчивость режима работы при высоких напряжениях по сравнению с режимом работы ионных трубок.

Высоковакуумные трубки с холодным катодом и автоэлектронной эмиссией в настоящее время имеют наибольшее распространение. Первые попытки (1941 г.) использовать автоэлектронную эмиссию из холодного катода для получения мощных микросекундных импульсов рентгеновского излучения не дали удовлетворительных результатов. Оказалось, что при игольчатом вольфрамовом катоде, помещенном на небольшом расстоянии от поверхности анода, можно получать при импульсном напряжении 50 кВ токи в несколько тысяч ампер. Однако при этом возникало незначительное рентгеновское излучение, так как испарившийся вольфрам наполнял промежуток между электродами так, что образовывалась низковольтная дуга в па-

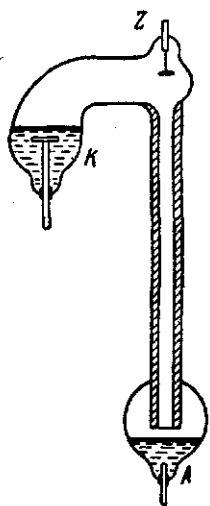


Рис. 2-109. Импульсная трубка с ртутными катодом и анодом.

рах вольфрама и почти все приложенное напряжение распределялось на сопротивлении внешней цепи.

При больших расстояниях пик тока уменьшался и увеличивалось генерирование рентгеновских лучей, но работа трубки становилась неустойчивой, так как в силу уменьшения напряженности поля на катоде часто разряд совсем не возникал.

Эти трудности были преодолены введением третьего вспомогательного электрода H , помещенного вблизи катода K и соединенного с анодом через высокоомное сопротивление R_1 (рис. 2-110). При внезапном приложении напряжения начальный разряд возникает между катодом и очень близко распо-

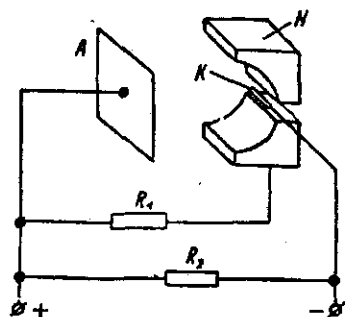


Рис. 2-110. Схема конструкции импульсной трубки с автоэлектронной эмиссией.

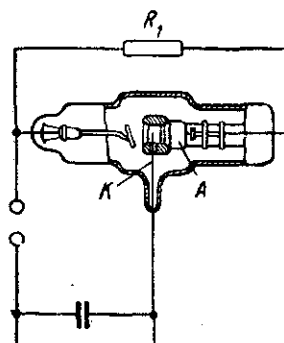


Рис. 2-111. Эскиз импульсной трубки с автоэлектронной эмиссией.

ложенным вспомогательным электродом. Разрядный ток при этом ограничивается сопротивлением R_1 . Вследствие большого падения напряжения на высокоомном сопротивлении R_1 , потенциал вспомогательного электрода становится близким к потенциалу катода и разряд переносится на основной анод. С этого момента разряд протекает одновременно между катодом и вспомогательным электродом и между катодом и анодом. Вспомогательный электрод сделан вогнутым и оказывает фокусирующее действие на главный электронный поток. Это позволяет получать фокус трубки необходимых размеров и формы.

На рис. 2-111 приведен эскиз этой трубки. Катодом служит остроугольная вольфрамовая пластинка K (см. рис. 2-110), которая помещается внутри вспомогательного электрода H .

Анод трубки сделан из вольфрама и имеет форму прямоугольной пластины длиной 35 мм, шириной 21 мм и толщиной около 3 мм. Длина трубки около 650 мм, диаметр в средней части около 125 мм.

Сопротивление R_1 , которое обеспечивает начало разряда, выбирается около 20 000 ом; сопротивление R_2 порядка

100 000 ом служит для того, чтобы держать катод и анод при одном потенциале перед пробоем промежутка L_2 (рис. 2-108).

Главными недостатками описанной импульсной трубки являются большой фокус и ограниченный срок службы. По литературным данным [Л. 139], площадь фокуса этой трубки, измеренная по снимкам, сделанным камерой с узким отверстием, очень велика — больше 3 см^2 ($1,2 \times 2,6 \text{ см}$), что обуславливает большую нерезкость снимков, получаемых с этой трубкой. Эксплуатационный срок службы, по тем же данным, ограничивается 25—100 снимками, производимыми при экспозициях в десятые доли микросекунды. Оказывается, что срок

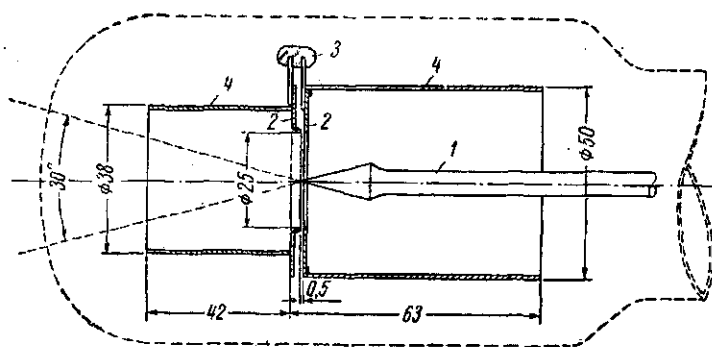


Рис. 2-112. Эскиз импульсной трубки с коническим вольфрамовым анодом.

службы определяется главным образом двумя явлениями, связанными с испарением вольфрама с поверхности фокусного пятна трубки. Толстый слой вольфрама, покрывающий внутреннюю поверхность стеклянных стенок, с одной стороны, приводит к закорачиванию электродов, и с другой стороны, сильно понижает интенсивность рентгеновского излучения, выходящего из трубки.

В 1953 г. была описана [Л. 139] конструкция трубки, в которой сильно уменьшена площадь поверхности эффективного фокуса и стеклянные стенки оболочки трубки защищены от конденсации паров вольфрама (рис. 2-112).

Анодом этой трубки служит массивный вольфрамовый стержень 1, конец которого имеет форму конуса с 30° у вершины.

Катод состоит из двух параллельно расположенных танталовых дисков 2—2 диаметром 50 мм с отверстиями 25 мм в центре, которые удерживаются стеклянными бусинками 3 на расстоянии 0,5 мм друг от друга. Центральные отверстия в дисках имеют острые углы и поэтому облегчают возникно-

венне холодной эмиссии электронов. При приложении импульса напряжения 30 кВ происходит пробой промежутка между дисками и образуется интенсивная искра. Эта искра создает необходимые условия для образования основного разряда между катодом и анодом, находящимися под напряжением 100 кВ. Бомбардирующие анод электроны движутся радиально к боковой конической поверхности анода в плоскости, перпендикулярной оси анода; возникающее рентгеновское излучение используется в направлении оси анода. Преимуществом конической формы анода является то, что действительная поверхность фокуса оказывается в 4 раза больше его проекции — эффективного фокуса (см. § 2-25) (при 30° у вершины конуса).

Чтобы предотвратить осаждение паров вольфрама на стеклянных стенках, к дискам прикреплены танталовые цилиндрические экраны 4—4, внутри которых происходит разряд. Фокус, снятый камерой с узким отверстием, оказался, как и следовало ожидать, очень острым — несколько квадратных миллиметров. Снимки движущихся деталей получались очень резкими. После ста снимков почернение стеклянных стенок было незначительным.

2-31. Рентгеновская трубка для мягкого излучения высокой интенсивности

Все виды применения рентгеновского излучения в медицине и технике основаны на взаимодействии его с веществом. В медицине рентгеновское излучение применяется, как известно, в двух различных областях: диагностике и терапии. В диагностике используют изменения в пучке рентгеновских лучей, вызванные воздействием вещества на излучение, т. е., наблюдая различия поглощения, отмеченные фотопленкой, флюоресцирующим экраном или ионизационным прибором, получают сведения о внутреннем строении исследуемого объекта. В терапии, наоборот, используются в лечебных целях изменения в веществе тела человека под воздействием рентгеновского излучения.

Все виды промышленного применения являются по существу «диагностикой» не только при просвечивании материалов, но и при структурном и химическом анализе, так как диффракция рентгеновских лучей в кристаллических телах, зарегистрированная тем или иным способом в виде определенной картины, дает сведения о тонком внутреннем строении излучаемого вещества и вызвана также воздействием вещества на излучение.

Применений, в которых используются изменения в веществе под действием рентгеновских лучей, в промышленности очень мало. Делались попытки использовать, например, бактерицидные (для стерилизации пищевых продуктов, лечебных

препаратов и т. п.) и фотохимические действия рентгеновских лучей.

Исследования показали, что дозы излучения, необходимые для полной стерилизации, столь велики, что применение этого метода практически нерентабельно. Фотохимические реакции, производимые рентгеновскими лучами, до сего времени мало изучались. Исследования некоторых случаев химического действия рентгеновских лучей показывают, что, за исключением хорошо известного действия их на галоиды серебра фотоэмульсии, все такие реакции чрезвычайно слабы. Поэтому для исследования и использования изменений в веществе под действием лучей требуются гораздо большие интенсивности, чем те, которые могут быть получены от обычных рентгеновских трубок.

Таким образом, малое число исследований в области промышленной «терапии» можно объяснить не отсутствием интереса, а незначительной интенсивностью радиации, получаемой от имеющихся источников рентгеновского излучения.

Для осуществления исследований в этой области были созданы рентгеновские трубки [Л. 161], дающие мягкое излучение очень большой интенсивности.

При конструировании трубок этого типа учитывались все основные факторы, влияющие на интенсивность излучения трубки.

К ним относятся: 1) атомный номер вещества зеркала анода Z ; 2) анодное напряжение U ; 3) анодный ток i ; 4) поглощение в веществе стенки оболочки трубки; 5) расстояние от фокуса трубки до точки использования.

Влияние первых трех факторов на интенсивность излучения выражается известной формулой

$$I = kZU^2i. \quad (2-86)$$

Поэтому в качестве материала зеркала анода использован вольфрам, имеющий относительно большой атомный номер ($Z=74$) и обладающий тепловыми и механическими свойствами, которые позволяют подводить более высокие удельные нагрузки, чем какой-либо другой материал.

Выбор рабочего напряжения определяется многими соображениями, например сложностью аппаратуры, необходимой жесткостью излучения и т. п. Эти трубки рассчитываются на рабочее напряжение 70—80 кВ. Значение анодного тока определяется конструкцией и интенсивностью охлаждения анода и должно быть возможно большим.

Четвертый фактор — «неизбежная фильтрация», т. е. поглощение части излучения материалом стенки оболочки трубки в месте выхода полезного пучка лучей — сведен до минимума применением вакуумноплотного бериллия в качестве материала для выходного окна.

Бериллиевое окно пропускает длинноволновые компоненты спектра излучения вплоть до 4 Å при толщине 1 мм . Это длинноволновое излучение сильно поглощается в любом облучаемом веществе, а поэтому создает в нем очень высокую концентрацию ионизации. На рис. 2-113 приведены расчетные кривые зависимости тока ионизации от длины волны для непрерывного спектра излучения трубки при 50 кВ , фильтрованного стеклом «пирекс», алюминием и бериллием; толщина стенки каждого из этих материалов принята равной 1 мм . Площадь под каждой из этих кривых пропорциональна интенсивности полного излучения для каждого рода окна. В процентах эти площади выражаются следующими цифрами: бериллий 100% ; стекло «пирекс» $7,9\%$; алюминий $4,9\%$.

Из этих цифр и кривых рис. 2-113 видно, что использование бериллия в качестве материала для окон трубки является важным фактором в конструкции источника мягкого рентгеновского излучения высокой интенсивности.

Наконец, пятый фактор — расстояние от фокуса до точки использования — также является важным, так как интенсивность излучения изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния. Уменьшение этого расстояния легче всего может быть достигнуто при использовании бериллия в качестве материала для окна, потому что он обладает относительно хорошими теплопроводностью и электропроводностью, позволяющими располагать окно очень близко к фокусному пятну без перегрева или электрического пробоя. Кроме того, он механически прочен и устойчив против химических воздействий, так что многие материалы могут быть приведены в непосредственное соприкосновение с ним без опасения механического повреждения или коррозии.

Конструкция трубок. В § 2-25 описаны трубки для структурного анализа с бериллиевыми окнами, в которых использованы факторы слабого поглощения в окнах и уменьшения расстояния от фокуса до точки использования, чтобы обеспечить максимум интенсивности характеристического излучения легкоатомных металлов. Эти трубки снабжены окнами

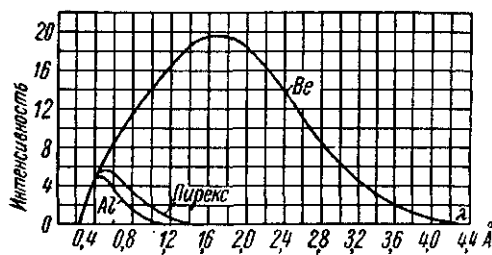


Рис. 2-113. Распределение интенсивности в спектре излучения, фильтрованного слоями бериллия, алюминия и стекла «пирекс» толщиной 1 мм . Интенсивность выражена через ионизационную способность (рассчитано) в произвольных единицах.

очень малого диаметра, пропускающими лишь узкий пучок излучения (около 12°), необходимый и достаточный для структурного анализа.

Для фотохимических исследований или применений желательно облучать возможно большие поверхности, чтобы увеличить объем реакции.

На рис. 2-82 схематически изображена рентгеновская трубка на напряжение 60 кВ и ток 20 мА, предназначенная для близкофокусной мягколучевой терапии и низковольтной рентгенографии. В этой трубке бериллиевое окно пропускает конический пучок лучей, заключенный в 40° пространственного угла, благодаря чему облучаемая поверхность увеличивается более чем

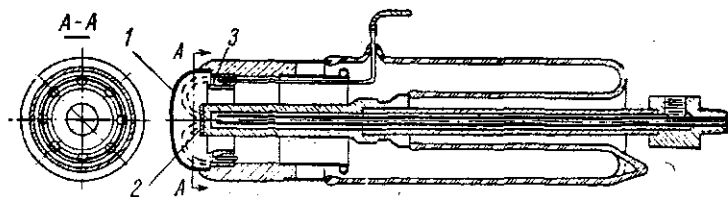


Рис. 2-114. Эскиз трубки с бериллиевым куполообразным окном, допускающим выход излучения в пределах 180° пространственного угла.

1 — окно; 2 — зеркало анода; 3 — нить катода.

в 10 раз по сравнению с поверхностью, облучаемой структурной трубкой с 12° пучком лучей.

Стремление использовать полностью все излучение трубки в пределах 180° пространственного угла привело к конструкции трубки нового типа, в которой применен совершенно новый принцип фокусирования электронного потока. Разрез этой трубки показан схематически на рис. 2-114. Окно 1 имеет форму полусферического купола. Активная поверхность анода (зеркало) 2 расположена параллельно основанию полусферы. Нить накала кольцеобразной формы 3 окружает анод и укреплена внутри бериллиевых купола на изолированных стойках в плоскости, лежащей ниже плоскости зеркала так, что совершенно не затеняет излучение, возникающее в фокусе трубки.

Окно находится под потенциалом катода, и поле, образующееся в пространстве между окном и анодом, оказывается таким, что электроны, выходя из нити, описывают траектории, которые заканчиваются в фокусе приблизительно так, как показано на рис. 2-114. Куполообразное окно сделано из ковкого бериллия толщиной 1 мм и имеет диаметр основания 50 мм. Катод и окно заземляются; анод находится под высоким потенциалом и охлаждается проточной водой, подводимой при помощи длинных изоляционных пластмассовых трубок. При

полной мощности (60 кВ и 100 мА) на поверхности купола окна площадью около 25 см², мощность дозы приблизительно равна 5 000 000 р/мин.

В этой трубке окно не подвергается электронной бомбардировке ни первичными, ни отраженными электронами, так как оно находится под потенциалом катода, и поэтому нет необходимости в его охлаждении. Металлическая часть оболочки трубки нагревается только за счет теплоизлучения катода, и охлаждение ее вполне обеспечивается небольшим ребристым охладителем (рис. 2-115).

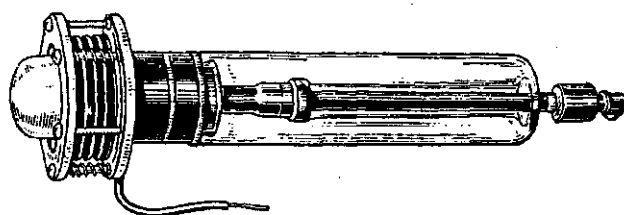


Рис. 2-115. Фотография экспериментальной трубки с куполообразным бериллиевым окном.

2-32. Миниатюрная безопасная мягколучевая рентгеновская трубка

В некоторых случаях терапевтического применения рентгеновских лучей очень удобно пользоваться рентгеновской трубкой (источником мягкого рентгеновского излучения) столь малых размеров, чтобы ее можно было держать двумя пальцами (как карандаш) и без труда направлять ее излучение в любую сторону.

К таким случаям можно отнести, например, облучение:

- 1) небольших раковых опухолей, расположенных на самой поверхности полости рта или горла.
- 2) роговой оболочки глаза, например, после пересадки;
- 3) бородавок на лице для их удаления и т. д.

Для этих целей была сконструирована (1952 г.) миниатюрная трубка [Л. 124], которая имеет вместе с заземленным защитным кожухом 45 мм в длину и 14 мм в диаметре. Трубка рассчитана для работы при постоянном напряжении до 25 кВ и максимальной мощности 2,5 Вт.

На рис. 2-116 дан схематический разрез трубки. Рентгеновские лучи возбуждаются при торможении электронов в очень тонком слое золота (или рения), нанесенном на вакуумноплотный бериллиевый диск, который в то же время служит выходным окном для лучей. Высокий атомный номер золота ($Z=79$) или рения ($Z=75$) обеспечивает высокий к. п. д. трубки,

а очень низкий атомный номер бериллия ($Z=4$) обуславливает очень слабое поглощение выходящего через анод излучения. Правильным подбором толщины слоя золота удастся получить достаточно высокий к. п. д. излучения и незначительное его ослабление в веществе анода ($Au+Be$), приблизительно равное ослаблению в чистом бериллии толщиной около 1,5 мм.

Бериллиевый диск впаян в металлическую втулку, которая спаяна со стеклом и образует часть вакуумной оболочки трубки. Анод заземлен, а катод присоединяется к минусу источника постоянного высокого напряжения.

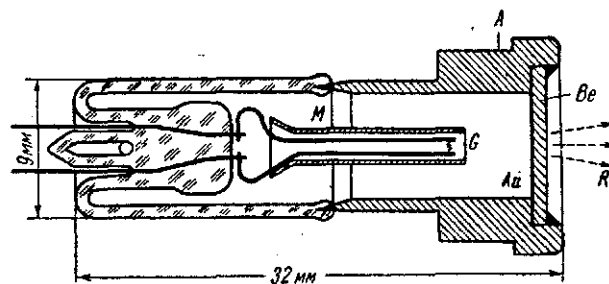


Рис. 2-116. Схематический разрез миниатюрной трубки.
A — анодный стакан; Be — бериллиевый диск; Au — тонкий слой золота; G — нить накала катода; M — металлический цилиндр.

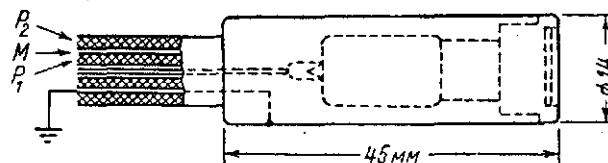


Рис. 2-117. Положение трубки в защитном кожухе и разрез кабеля.

P_1 — изоляция; M — металлическая оплетка; P_2 — внешняя влагоплотная изоляция.

Катод состоит из вольфрамовой спирали в несколько витков, укрепленной на молибденовых проволочках, и заключен в фокусирующий цилиндр. Этот цилиндр служит для фокусировки электронов и для ослабления напряженности электрического поля на тонких проволочках — держателях спирали. При мощности накала около 1 *вт* ($1,4 \text{ в} \times 0,65 \text{ а}$) ток насыщения катода достигает 200 мка.

Конфигурация электродов подобрана такой, чтобы фокус распределялся почти по всей поверхности анода (диаметр около 6,5 мм). Поэтому трубка может работать длительное время при полной нагрузке (2,5 *вт*) без искусственного охлаждения, не перегреваясь.

2-117. Трубка присоединяется к источнику постоянного высокого напряжения при помощи гибкого высоковольтного кабеля длиной около 1,5 м с хлорвиниловой изоляцией и металлической оплеткой. Общий диаметр кабеля около 8 мм.

При максимальной мощности 2,5 *вт* и напряжении 25 *кв* трубка создает на расстоянии, равном 1 см от фокуса, мощность дозы в воздухе около 17 000 *р/мин*.

Следует добавить, что эта трубка, кроме терапевтических применений, может быть с успехом использована для исследования очень легких материалов, а также для получения рентгенограмм различных биологических объектов (листьев растений, мелких насекомых и т. п.).

2-33. Рентгеновские трубки для очень высоких напряжений

Общие замечания

В последние годы все большее значение приобретают высоковольтные рентгеновские трубки, работающие при очень высоких напряжениях (400—2000 *кв* и выше). Это объясняется тем, что с повышением напряжения сильно возрастают интенсивность и жесткость излучения. Ценность применения такого излучения в медицине очевидна (даже если предположить, что биологический эффект не зависит от длины волны), так как интенсивность излучения при фильтрации, обычной в современной терапии, возрастает при возрастании напряжения в высокой степени (по крайней мере в третьей), а увеличение интенсивности излучения позволяет сильно сократить время облучения (см. § 7-9).

В промышленности очень жесткое излучение дает возможность производить исследование металлических изделий большой толщины (см. § 7-10).

Наконец в различных областях научных исследований излучение, возбуждаемое очень высоким напряжением, также находит широкое применение (см. § 7-11).

При конструировании высоковольтных трубок, пригодных для широкого применения в медицине и промышленности, необходимо обеспечить:

- 1) защиту от неиспользуемого излучения;
- 2) устойчивость в работе и достаточный срок службы.

Вопрос о защите от неиспользуемого излучения в этих трубках имеет очень большое значение. Так, например, при 400 *кв* толщина необходимого защитного слоя свинца достигает 20 *мм*, а при 1500 *кв* — 150 *мм* (см. Приложение 3).

Для достижения устойчивости работы высоковольтных трубок необходимо преодолеть те технические трудности, которые

возникает при разработке трубок на очень высокие напряжения.

Наибольшую трудность представляет обеспечение высокой электрической прочности трубки, т. е. ее способности выдерживать высокие рабочие напряжения без повреждения и появления внутренних разрядов в ней.

На электрическую прочность высоковольтных рентгеновских трубок наибольшее влияние оказывает (кроме степени вакуума) 1) холодная эмиссия, 2) высоковольтный вакуумный пробой и 3) отраженные электроны.

1. Холодная эмиссия, или так называемая автоэлектронная эмиссия состоит, как известно, в том, что когда градиент поля у поверхности катода становится очень большим, порядка 10^7 в/см, происходит вырывание электронов из холодного катода.

Вырывание электронов из холодного катода зависит не от полного напряжения, приложенного к трубке, а от градиента поля на катоде, и плотность автоэлектронного тока может быть выражена формулой:

$$j = \frac{c_1}{\varphi} \cdot E^2 \cdot e^{-\frac{c_2 \varphi^{1/2}}{E}} \left[\frac{a}{\text{см}^2} \right], \quad (2-87)$$

где

$$c_1 = 1,55 \cdot 10^{-6} \left[\frac{a}{\text{с}} \right];$$

$$c_2 = 6,85 \cdot 10^7 \left[\text{с}^{-1/2} \cdot \text{см}^{-1} \right];$$

φ — работа выхода [э];

E — градиент поля, пропорциональный приложенному напряжению, и зависит от формы электродов [в/см].

Критический градиент потенциала внешнего поля на катоде, при котором потенциальный барьер на границе металла полностью снимается и выход электронов может происходить без сообщения им дополнительной энергии, выражается, по Шотки, формулой:

$$E_{\text{кр}} = \frac{\varphi_0^2}{e} = \frac{\varphi_0^2}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 300} \approx 7 \cdot 10^6 \cdot \varphi_0^2 \text{ в/см}, \quad (2-88)$$

где φ_0 — работа выхода в вольтах.

При обычных значениях работы выхода $\varphi_0 = 4$ в это поле имеет значение $E_{\text{кр}} \approx 10^8$ в/см.

На опыте, однако, установлено, что холодная эмиссия при комнатной температуре наступает при значительно меньших полях ($5 \cdot 10^6 - 10^7$ в/см).

Это объясняется так называемым «фактором структуры поверхности».

Небольшие неровности, острые углы, шероховатости в виде микроскопических острий на электродах вызывают местные повышения градиентов потенциала, которые могут достигать значений, в 10—100 раз превышающих среднее значение градиентов, рассчитанных для гладкой поверхности.

Кроме того, некоторые загрязнения приводят к снижению работы выхода. Исследования показали:

А. Свежая необработанная поверхность металлов обнаруживает значительно большую автоэлектронную эмиссию, чем та же поверхность, обработанная длительным сильным прогревом в вакууме.

Б. Холодная эмиссия поверхностей, покрытых абсорбированными пленками электро-положительных веществ, сильно возрастает.

В. Холодная эмиссия в высоковольтных вакуумных приборах обнаруживается пятнами флюоресценции на стекле, положение и форма пятен флюоресценции показывает, что электроны выходят из небольших участков катода и распространяются узкими пучками. Стекло трубки сильно нагревается, иногда происходит тепловой пробой стекла в этих точках. Кроме того, перегрев стекла может вызвать электролиз и выделение газов, приводящее к мощным разрядам в трубке.

Поэтому при разработке и изготовлении высоковольтных трубок применяют все возможные меры для предотвращения или ослабления холодной эмиссии. Это достигается выбором закругленной формы катода, тщательной полировкой поверхностей электродов трубки, а также надлежащей тепловой обработкой их до монтажа и во время откачки.

2. Высоковольтный вакуумный пробой. Опыт показывает, что, несмотря на закругление электродов и тщательную их полировку, при повышении напряжения до некоторого критического значения всегда наблюдаются разряды внутри трубки, возникновение которых не может быть объяснено холодной эмиссией.

На рис. 2-118 приведены опытные кривые, полученные Трапом и Ван-де-Граафом в 1947 г., выражающие зависимость пробивного напряжения (крестики) и среднего градиента поля на катоде (кружочки) при пробое в высоком вакууме между шариком из нержавеющей стали диаметром 25 мм и стальным диском диаметром 50 мм от расстояния между ними. Из кривых видно, что при малых расстояниях между электродами (0,01—0,04 мм) градиент поля достигает 4—4,8 Мв/см и быстро снижается с увеличением расстояния, достигая приблизительно 100 кв/см при расстояниях около 70 мм. Очевидно, что пробой между металлическими электродами в вакууме может быть

объяснен только электростатической эмиссией лишь при малых расстояниях, высоких градиентах и относительно низких напряжениях между ними.

Для объяснения пробоя при больших расстояниях между электродами и малых градиентах поля Трамп и Ван-де-Граафф выдвинули теорию так называемого высоковольтного пробоя в вакууме. Согласно этой теории высоковольтный пробой объясняется обменом заряженными частицами и фотонами между

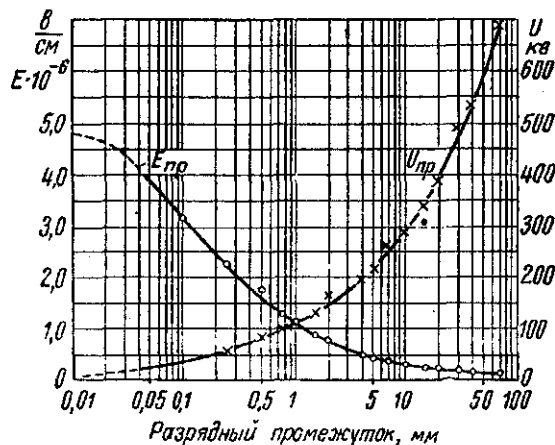


Рис. 2-118. Зависимость напряженности поля у катода и напряжения при пробое от расстояния между дюймовым шариком из нержавеющей стали и двухдюймовым стальным диском в высоком вакууме.

анодом и катодом. Электроны, случайно оказавшиеся в разрядном промежутке, ускоряются полем и, ударяясь об анод с энергией, соответствующей пройденному ими напряжению, создают на аноде положительные ионы (возможно путем нагревания и испарения) и кванты рентгеновского излучения (фотоны) (в количестве A ионов и C фотонов на 1 электрон).

Положительные ионы, ускоренные на пути от анода до катода, вырывают из катода вторичные электроны (B электронов на 1 ион). Некоторые из фотонов попадают на катод и освобождают из них фотоэлектроны (D электронов на фотон). Возникающие на катоде вторичные электроны и фотоэлектроны, в свою очередь, ускоряются к аноду, и если эти процессы развиваются с накоплением, то возникает пробой. Очевидно, условие пробоя выразится формулой:

$$AB + CD \geq 1. \quad (2-89)$$

Однако измерения показали, что коэффициенты A , B , C и D имеют очень малые значения, так что условие накопле-

ния (2-89) не выполняется. Поэтому теорию Трампа и Ван-де-Граафа как несогласующуюся с опытными данными, по-видимому, следует признать несостоятельной. Делались попытки дополнить эту теорию предположением, что положительные ионы при ударе о поверхность катода выбивают наряду с электронами и отрицательные ионы. Другие исследователи предполагали, что пробой происходит благодаря отделению заряженных частиц с поверхности одного из электродов, которые при ударе о противоположный электрод создают местные очень высокие температуры (испарение металла, термоэmissão). Однако ни та, ни другая теория не может объяснить развитие пробоя вакуума в общем случае.

Существует также предположение, что высоковольтный пробой в высоком вакууме развивается также за счет электростатической эмиссии. Действительно, если учесть, что при любой полировке электродов на их поверхности всегда имеются острия грани кристалликов и т. п., то действительные градиенты поля на остриях будут значительно больше средних градиентов, вычисленных для гладких поверхностей и приведенных на рис. 2-118. Эту теорию также нельзя признать безупречной, так как наличие острий на поверхностях электродов должно было бы снижать пробивные напряжения и при малых расстояниях.

Таким образом, до сих пор еще отсутствует удовлетворительная теория механизма развития пробоя в вакууме при больших расстояниях между электродами и больших напряжениях.

3. Отраженные электроны. Большое влияние на работу трубки при высоких напряжениях оказывают отраженные от анода электроны (см. § 2-17). Они осаждаются на внутренней поверхности стеклянной оболочки трубки и сообщают ей высокий потенциал, так что почти все приложенное к трубке напряжение распределяется между анодным цоколем и средней частью оболочки. Следствием этого, как мы видели (см. § 2-17), является выделение из стекла газов, которые обуславливают возникновение мощного ионного разряда, приводящего к тем же последствиям, к каким приводит вышерассмотренный эффект острия. Очевидно, для получения устойчивой работы высоковольтной трубки необходимо принять меры к улавливанию отраженных электронов в месте их возникновения специальными экранами или щитами.

На основании этих соображений было сконструировано несколько типов высоковольтных рентгеновских трубок — как экспериментальных, работающих при непрерывно действующем насосе, так и технических с постоянным вакуумом. Мы здесь рассмотрим только три типа трубок с постоянным вакуумом, в которых указанные выше требования достигаются различными способами.

Двухэлектродная трубка на 400 кВ

На рис. 2-119, а представлена трубка, рассчитанная для работы при напряжении 400 кВ и силе тока 5 мА. Конструкция ее принципиально подобна конструкции трубки, показанной на рис. 2-74, но отличается размерами и формой электродов (рис. 2-119, б). Экранирующий чехол на аноде почти полностью улавливает отраженные электроны и одновременно служит для поглощения неиспользуемого излучения. Он изготавливается из меди с большим содержанием вольфрамового порошка, вводи-

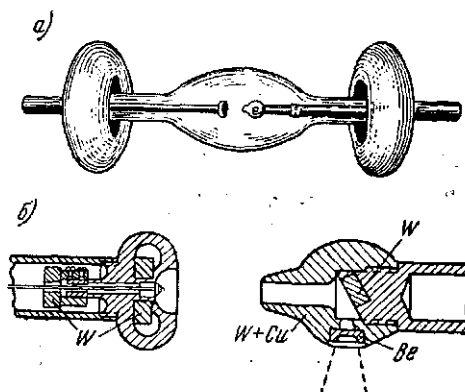


Рис. 2-119. Двухэлектродная 400 кВ-рентгеновская трубка: а — общий вид, б — электроды трубки.

мого в виде примеси в расплавленную медь, защитные свойства которой вследствие этого соответствуют пластине свинца толщиной 10 мм, между тем вес чехла составляет всего 660 г.

Для поглощения неиспользуемого излучения, направленного в сторону катода, внутри фокусирующего устройства катода укреплены вольфрамовые кольца W (рис. 2-119, б).

Тело катода и экранирующий чехол анода тщательно отполированы

и лишены каких-либо выступающих частей малого радиуса кривизны, благодаря чему уменьшена возможность возникновения холодной эмиссии.

Форма стеклянного баллона трубки выбрана овальной с большим диаметром, для того чтобы стекло находилось в областях электрического поля с относительно малыми градиентами потенциала.

Цокольные колпачки трубки снабжены защитными кольцами большого радиуса кривизны. Эти кольца позволяют сократить общую длину трубки, так как разрядное напряжение между ними значительно больше, чем между остриями.

Испытания показали, что трубки этой конструкции наиболее пригодны для работы в масле. В этом случае размеры трубки уменьшаются, и она может быть смонтирована в относительно небольшом заземленном металлическом кожухе, причем легко осуществляется дополнительная защита от неиспользуемого излучения.

Секционированные высоковольтные трубки

Технические трудности, возникающие при изготовлении двух-электродных высоковольтных рентгеновских трубок, сильно возрастают при повышении напряжения. Поэтому при напряжениях выше 400 кВ применяются многоэлектродные секционированные трубки. На рис. 2-120 изображена схема секционированной рентгеновской трубки на 500 кВ и 10 мА. Трубка состоит из полого анода, катода и четырех промежуточных электродов, укрепленных в коваровых кольцах, впаянных в стекло оболочки трубки. Промежуточные электроды улучшают распределение потенциала вдоль трубки. Напряжение между соседними электродами может поддерживаться ниже тех значений, при которых могут возникнуть токи холодной эмиссии.

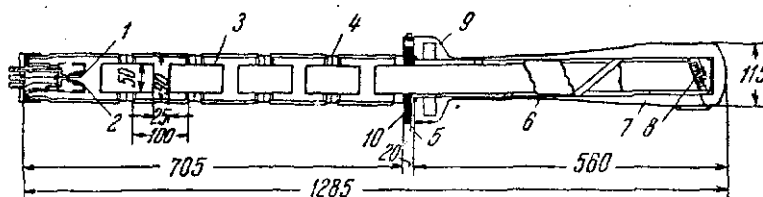


Рис. 2-120. Секционированная рентгеновская трубка на 500 кВ.

1 — спираль; 2 — фокусирующий электрод; 3 — промежуточный электрод; 4 — кольца из сплава «фериник»; 5 — ввод охлаждающей воды; 6 — водяная рубашка; 7 — свинцовый футляр; 8 — вольфрамовое зеркало; 9 — магнитная фокусирующая катушка; 10 — фланец.

Применение полого анода также способствует повышению устойчивости работы трубки, так как он почти полностью улавливает отраженные электроны и их вредное действие практически отсутствует. Трубка предназначена для работы в масле. Схема устройства и размеры трубки показаны на рис. 2-120.

Фокусирующее устройство 2, окружающее спираль 1, электрически изолировано от нити накала для того, чтобы оно могло служить сеткой для управления временем прохождения тока. Металлический фланец 10, прикрепленный к полному аноду, служит держателем трубки. Съемная водяная рубашка 6, служащая для охлаждения вольфрамового зеркала и боковых стенок анода, укреплена на этом фланце. Свинцовый кожух 7, окружающий полый анод и поглощающий излучение, за исключением используемого пучка, также прикреплен к этому металлическому фланцу. Внутри свинцового кожуха помещена магнитная фокусирующая катушка 9, служащая для регулирования величины фокусного пятна.

На рис. 2-121 представлена трубка вместе с трансформатором. Для питания трубки применен повышающий трансформатор,

причем выпрямление тока осуществляется самой трубкой. Один конец вторичной обмотки высоковольтного трансформатора заземляется, а второй конец ее присоединен к алюминиевому экрану большого радиуса кривизны, в котором помещается обмотка накала катода, дроссель для регулирования напряжения накала и устройство для подачи смещения на сетку катода.

Отводы напряжения берутся в соответствующих местах вторичной обмотки трансформатора и соединяются с промежуточными электродами через большие сопротивления и тороидальные металлические экраны, которые помещены вокруг оболочки трубки и электрически связаны с коваровыми кольцами про-

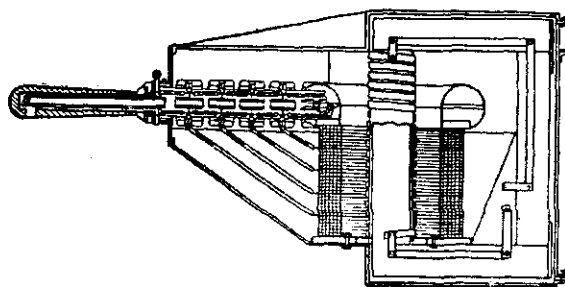


Рис. 2-121. Разрез трубки на 500 кв, помещенной в масляный бак.

межуточных электродов. Назначение этих экранов — создавать электростатическую экранировку внутренних электродов трубки, так как между этими электродами и стенками заземленного бака могут существовать сильные радиальные поля, приводящие к пробоям стеклянных стенок трубки. Заземление анода допускает применение воды от водопровода для охлаждения анода и осуществление хорошей защиты от рентгеновских лучей. Общие размеры бака: ширина 1200 мм, высота 1800 мм и длина 2400 мм вместе с выступающей частью, в которой помещается трубка.

Описанная выше установка с секционированной трубкой является одной из первых моделей и имеет слишком большие размеры и вес.

В настоящее время изготавливаются секционированные рентгеновские трубки, построенные по этому принципу на напряжения 1000 и 2000 кв (рис. 2-122). Эти трубки питаются переменным током высокого напряжения повышенной частоты (180 гц) от резонанснотрансформатора и помещены в стальной бак, в котором изолирующей средой служит сжатый газ фреон под давлением около 4 ат (см. § 4-17), и поэтому имеют относительно малые размеры.

Трубка на 1000 кВ состоит из 11 секций, длина ее без полого анода 750 мм, диаметр 90 мм.

Оболочка двухмиллионной рентгеновской трубки состоит из 24 секций, образованных литыми трубками из боросиликатного стекла, припаянными к коваровым кольцам, в которых укреплены промежуточные ускоряющие цилиндрические электроды, сделанные из нержавеющей стали. Внутренняя поверхность стеклянных трубок обработана песком, чтобы увеличить напряжение, которое может быть приложено к каждой секции.

Вольфрамовая спираль катода монтируется в электростатическом фокусирующем колпачке. Фокусировка электронов в значительной степени определяется конфигурацией фокусирующего устройства катода, а также отношением потенциала первого промежуточного электрода к потенциалу остальных промежуточных электродов. В этой двухмиллионвольтовой трубке фокусное пятно без магнитной фокусировки равно 20—22 мм в диаметре. С помощью фокусирующей магнитной катушки, надетой на внешний анод, оно может быть уменьшено до необходимой величины, определяемой допустимой нагрузкой вольфрама.

Защита от рентгеновских лучей в этой установке, создающей очень жесткое излучение, осуществляется лишь частичная и обеспечивается главным образом ограждением ее толстыми бетонными стенками. Анод покрывается свинцовым чехлом со стенками толщиной до 50 мм и весом около 70 кг, который обеспечивает лишь частичную защиту и имеет основное назначение — улучшить качество снимков уменьшением рассеяния. Он служит также для ограничения ширины пучка радиации, выходящей из фокуса трубки.

Многосекционная трубка

Многосекционная рентгеновская трубка на 2000 кВ, предназначенная для работы в электростатическом генераторе, значительно отличается от рассмотренной выше секционированной трубки, питаемой резонанснотрансформатором. Такие трубки изготовляются как разборного типа, работающие под непрерывной откачкой, так и запаянные с постоянным

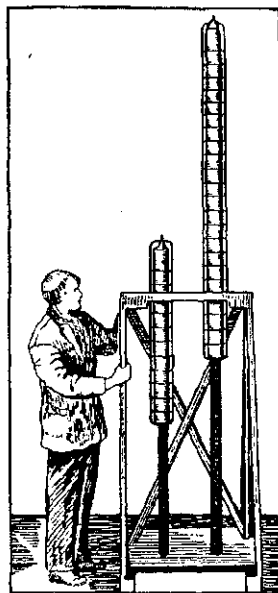


Рис. 2-122. Рентгеновские трубки на 1000 и 2000 кВ.

вакуумом. По конструкции и основным свойствам они мало отличаются одна от другой.

На рис. 2-123 представлена изоляционная часть разборной трубки этого типа со снятым анодом, который представляет собою длинную цилиндрическую медную трубу, заканчивающуюся золотым зеркалом толщиной 6 мм, охлаждаемым проточной водой. На рис. 2-124 дана фотография запайной трубки на 2 Ма.

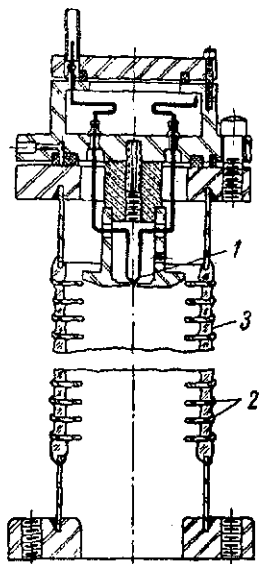


Рис. 2-123. Разрез вакуумной оболочки многосекционной разборной двухмиллионной рентгеновской трубки.

1 — вольфрамовая нить $\varnothing = 0,25$ мм; 2 — коваровые диски (кольца); 3 — стекло.



Рис. 2-124. Фотография многосекционной запайной двухмиллионной рентгеновской трубки.

Самой характерной особенностью конструкции этой трубки является ее стеклянная вакуумная оболочка, которая,

как видно из рисунка, разделена на большое число секций впаянными коваровыми дисками. Эти диски диаметром 76 мм штампуются из листового ковара толщиной 0,76 мм и имеют отверстие диаметром 51 мм.

Полная длина изоляционной части оболочки трубки равна 85 см, что оказывается допустимым, так как трубка работает в смеси азота с углекислотой под давлением 27 ат. Расстояние между коваровыми дисками около 12,5 мм, так что полное число секций равно 66.

При равномерном распределении полного рабочего напряжения (2 Мв) по секциям вдоль оболочки трубки, что достигается специальным устройством изоляционной колонны электростатического генератора (см. § 4-18), между соседними коваровыми дисками оказывается напряжение около 30 кв . При этом внутри трубки создается практически однородное электрическое поле, и градиент поля внутри трубки мало отличается от предельного значения, равного величине отношения напряжения трубки к ее длине.

Однородное электрическое поле, ускоряющее электроны от катода вдоль всей изоляционной части трубки, обладает довольно хорошими фокусирующими свойствами. Оно дает лучшую фокусировку, чем при обычном размещении ряда (серии) цилиндров в секционированной трубке рассмотренного выше типа, так как в последней между цилиндрами создаются относительно сильные электрические электронные линзы.

Однородное поле обладает еще другим благоприятным свойством, которое заключается в том, что, по крайней мере в принципе, все отверстие, определяемое внутренним диаметром коваровых дисков, может быть использовано для фокусирования пучка электронов, в то время как с обычным цилиндрическим устройством точная фокусировка возможна только для параксиального пучка электронов.

Катод трубки также отличается конструкцией фокусирующего устройства и формой нити накала. Так как при обычной спиральной форме нити не удалось получить достаточно малый фокус, то была применена нить другой формы. Вольфрамовая проволока диаметром $0,25\text{ мм}$ изогнута в виде узенькой петли. Вершина петли слегка уплощена и помещена в центре маленького отверстия в плоском стальном электроде — фокусирующем устройстве, расположенном, как показано на рис. 2-123. При таком устройстве катода эмиттирующая поверхность нити, определяемая отверстием, имеет приблизительно эллиптическую форму с осями $0,5 \times 0,25\text{ мм}$. Электронный пучок, ускоряясь вдоль трубки в однородном поле, слегка расширяется, главным образом из-за начальных тепловых скоростей, не совпадающих с направлением поля. Выходя из ускоряющей области, пучок имеет поперечное сечение, приблизительно подобное форме эмиттирующей поверхности с максимальным размером около 6 мм ; при этом он почти совершенно параллелен и однороден по энергии. Это делает возможным сфокусировать электронный пучок с помощью магнитной линзы в очень острый фокус, что чрезвычайно важно для прецизионного рентгенографирования.

Описанная конструкция катода, где эмиттирующая поверхность находится в узком отверстии фокусирующего электрода, позволяет использовать этот электрод как сетку для модулирования электронного пучка. Оказывается, что при -100 в на

этом электроде ток через трубку совершенно прекращается при полном напряжении на трубке 2 Мв .

Использование фокусов очень малых размеров требует специальной конструкции зеркала анода, так как при полной мощности трубки ($2\text{ Мв} \times 250\text{ мка} = 500\text{ вт}$) удельная нагрузка фокального пятна $d = 0,25\text{ мм}$ составляет 10 кВт/мм^2 . Удовлетворительные результаты были получены при использовании в качестве зеркала анода золотого диска толщиной 6 мм , охлаждаемого проточной водой.

Так как интенсивность излучения при напряжениях выше 1 Мв имеет максимальное значение в направлении, совпадающем с направлением электронного пучка, то здесь используется пучок лучей, проходящий сквозь зеркало анода.

Общее поглощение рабочего пучка в установке эквивалентно поглощению в $7,2\text{ мм}$ свинца.

Отдача трубки составляет 58 р/мин при силе тока 250 мка и напряжении 2 Мв на расстоянии от фокуса 1 м и приблизи-

тельно пропорционально третьей степени напряжения при изменении последнего от $1,2$ до $2,2\text{ Мв}$. На выступающую часть полого анода надет защитный свинцовый блок с осевым коническим отверстием для выхода полезного излучения; в боковых направлениях интенсивность рабочего пучка ослабляется до $0,01\%$ своего значения.

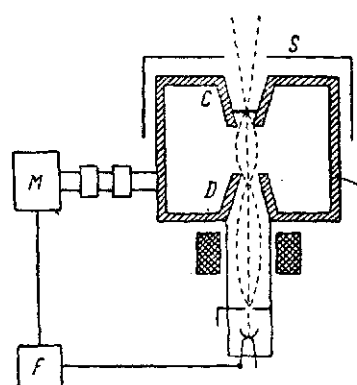


Рис. 2-125. Рентгеновская трубка с магнетроном.

2-34. Высоковольтная рентгеновская трубка с магнетроном

На рис. 2-125 показана схема очень компактной рентгеновской трубки, рассчитанной на очень большие напряжения, описанная Миллсом (1950 г). Основной частью трубки является медный полый резонатор R , в котором создается высокий вакуум. Резонатор имеет два входящих внутрь полюсных наконечника C и D , имеющих форму полых конусов. Внутренний диаметр резонатора равен 12 см ; собственная частота электрических колебаний резонатора соответствует длине волны, близкой к 25 см . Колебания возбуждаются магнетроном M с выходной мощностью 600 кат . При настройке на резонанс между полюсными наконечниками резонатора возникает напряжение до $1,1\text{ Мв}$ при среднем токе 75 мка . Оксидный катод монтирован в насадке катодного полюсного наконечника D . Электронный пучок фокусируется магнитной катушкой. В анодном полюсном наконеч-

нике C расположен золотой диск, служащий анодом. Рентгеновское излучение выходит через отверстие в свинцовом защитном экране S . Магнетрон M питается короткими импульсами радиолокационного модулятора F , с частотой повторения 200 гц. Электронный ток катода также модулируется импульсами от того же модулятора. Как указывает Миллс, диаметр фокусного пятна может иметь значение, близкое к 0,5 мм. [Л. 157].

2-35. Рентгеновский теневого микроскоп

Наряду с электронными микроскопами в последние годы разработаны рентгеновские микроскопы теневого типа, которые могут давать полезное увеличение такое же, как лучшие образцы оптических микроскопов, и имеют ряд преимуществ по сравнению с оптическим и электронным микроскопами.

Ценным свойством рентгеновских микроскопов является то, что они допускают производить исследования сравнительно толстых и плотных объектов, находящихся в воздухе при атмосферном давлении. Кроме того, они дают возможность получать стереоскопические снимки даже при наивысшем увеличении, так как весь объект находится целиком в фокусе, хотя различные слои его увеличиваются в различной мере, но при одном и том же разрешении. Эти микроскопы начинают с успехом применяться в биологии, медицине, химии и других областях естествознания.

Прежде чем приступить к описанию конструкции рентгеновского теневого микроскопа, необходимо рассмотреть факторы, определяющие разрешающую способность и полезное увеличение микроскопа.

В теновом рентгеновском микроскопе увеличенное изображение получается непосредственно на фотопленке, расположенной на достаточно большом расстоянии от исследуемого объекта при малом расстоянии последнего от фокуса. Принцип действия теневого микроскопа поясняет рис. 2-126. Расходящийся пучок рентгеновских лучей, выходящий из фокуса F , проходя через исследуемый объект, отбрасывает увеличенную его тень на фотопленку. Для получения удовлетворительных результатов необходимы рентгеновские трубки с очень острым фокусом.

Получаемое при этом увеличение равно отношению расстояния от фокуса до пленки a к расстоянию от фокуса до образца b (рис. 2-126, а). Казалось бы, что, повышая это отношение, можно достичь любого увеличения. Однако оказывается, что имеется оптимальное, так называемое полезное увеличение, превышать которое нет смысла, так как большее увеличение приведет только к увеличению изображаемых точек, не

повышая четкость тень. Полезное увеличение определяется разрешающей способностью микроскопа, которая измеряется наименьшим расстоянием δ между двумя соседними точками объекта, изображения которых можно еще видеть раздельно.

Полезное увеличение микроскопа M обратно пропорционально предельному разрешаемому расстоянию δ и связано с разрешающей способностью глаза K соотношением:

$$M = \frac{K}{\delta} \quad (2-90)$$

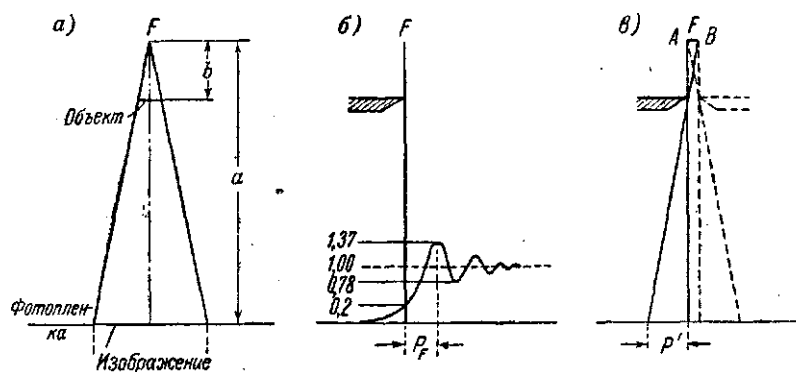


Рис. 2-126. Принцип получения увеличенного теневого изображения: а — образование увеличенного изображения; б — распределение интенсивности френелевской дифракционной картины на краю плоского объекта; в — образование полутеней при конечных размерах фокуса.

Разрешающая способность нормального глаза K равна приблизительно $0,2 \text{ мм}$. Поэтому, задаваясь для примера величиной предельного разрешаемого расстояния обычного оптического микроскопа $\delta = 0,0002 \text{ мм}$, находим величину полезного увеличения оптического микроскопа:

$$M = \frac{0,2}{0,0002} = 1000.$$

Так как разрешаемое расстояние мелкозернистой фотоэмульсии во много раз меньше, чем у глаза (размер зерен $10 - 20 \text{ мк}$), то можно сначала получить изображение на фотопленке при меньшем увеличении при помощи микроскопа, а затем увеличить это изображение фотографическим путем в то же число раз. Такой метод выгоден тем, что дает увеличение поля зрения и уменьшает время экспозиции, так как при меньшем увеличении интенсивность излучения на фотопленке будет больше.

Разрешение теневого рентгеновского микроскопа, очевидно, определяется резкостью теневого изображения. Нерезкость теневого изображения вызывается частью полутени, обусловленной конечными размерами фокуса трубки, частью френелевской дифракцией, которая также, как известно из оптики, обуславливает нерезкий переход от области тени к области полутени.

Расположение максимумов интенсивности дифракционной картины («бахромы» Френеля), изображенной на рис. 2-126, б, выражается оптическим соотношением:

$$\rho = \frac{a}{b} \sqrt{\left(\frac{\lambda b (a-b)}{2a} \right)^2}, \quad (2-91)$$

где

λ — длина волны рентгеновского излучения;

$\frac{a}{b} = M$ — увеличение;

ν — для первого максимума равно приблизительно $\sqrt{2}$.

Принимая это расстояние ρ как величину, определяющую разрешение на экране (пленке), находим наименьшее разрешаемое расстояние в объекте, разделив ρ на увеличение

$M = \frac{a}{b}$ и учитывая, что $a \gg b$:

$$\delta_F = \frac{\rho}{M} \approx \sqrt{b\lambda}. \quad (2-92)$$

Эта формула показывает, что для повышения разрешающей способности теневого микроскопа необходимо уменьшать расстояние b между фокусом и объектом. Так, например, для достижения разрешаемого расстояния $\delta_F = 1 \text{ мк} = 10^{-4} \text{ см}$ при длине волны $\lambda = 2,5 \text{ Å}$ расстояние между фокусом и объектом должно быть:

$$b = \frac{\delta_F^2}{\lambda} = \frac{(10^{-4})^2}{2,5 \cdot 10^{-8}} = 0,4 \text{ см} = 4 \text{ мм}.$$

Как указывалось выше, большое влияние на разрешающую способность теневого микроскопа оказывает величина фокуса (источника рентгеновского излучения). Действительно, ширина полутени, обусловленная конечными размерами фокуса, равна (рис. 2-126, в):

$$\rho' = F \frac{a-b}{b}. \quad (2-93)$$

Поэтому, если соответствующие тени двух смежных точек объекта располагаются на фотопленке теснее, чем ρ' , то

они не будут различаться. В плоскости объекта это расстояние равно:

$$\delta_p = \frac{p'}{M} = F \frac{a-b}{b} : \frac{a}{b} = F \frac{a-b}{a} \approx F. \quad (2-94)$$

Следовательно, наименьшее разрешаемое расстояние (в объекте) не может быть меньше диаметра фокусного пятна.

Так, например, для достижения разрешаемого расстояния в теновом рентгеновском микроскопе, равного 1 мк, диаметр фокусного пятна также должен быть не больше 1 мк. Полезное увеличение такого микроскопа равно:

$$M = 0,2 : 0,001 = 200.$$

В литературе [Л. 29] имеется указание, что диаметр фокуса можно уменьшить еще в 10 раз (до 0,1 мкм) и таким образом создать теновый рентгеновский микроскоп, разрешающая способность которого превосходит разрешающую способность оптических микроскопов.

Из изложенного следует, что для достижения большого полезного увеличения рентгеновская трубка, служащая в качестве тенового микроскопа, должна обладать очень малым (острым) фокусом и конструкция ее должна обеспечивать возможность максимального приближения исследуемого объекта к источнику рентгеновского излучения (к фокусу).

Таким образом, основной проблемой, возникающей при конструировании тенового рентгеновского микроскопа, является получение очень тонкого пучка электронов, который определяет размер фокуса, диаметр которого должен быть порядка 1 мк.

На рис. 2-127 показан схематический разрез тенового рентгеновского микроскопа, описанного в литературе (1953 г.) [Л. 138], работающего при непрерывной откачке. Монтирован он вертикально на прочном треножнике (на фигуре не показанном), который служит для крепления всех его деталей.

Точечным фокусом является сильно уменьшенное изображение накаливаемого катода, полученное при помощи электронного прожектора и двух электронных магнитных линз.

Прожектор состоит из V-образной вольфрамовой проволоки диаметром 0,05 мм управляющего электрода, имеющего форму цилиндра, в который вставлен диск с отверстием 1 мм в диаметре, и ускоряющего электрода — анода — в виде диска с отверстием диаметром 4 мм, изолированного от катода стеклянным цилиндром.

Центровка следа электронного пучка (фокуса) на мишени производится при помощи двух сильфонов, которыми металлическая оболочка трубки соединяется с прожектором и трубкой, несущей мишень.

Для обеспечения возможности максимального приближения исследуемого объекта к фокусу трубки в качестве мишени (зеркала анода) используется вольфрамовая фольга толщиной около 1 мк (возможно применение также золотой или медной фольги). Эта фольга отделяет вакуумное пространство трубки от атмосферы и одновременно служит окном для выхода рентгеновского излучения. Она монтирована на диске с отверстием 0,25 мм в диаметре, который припаян к концу

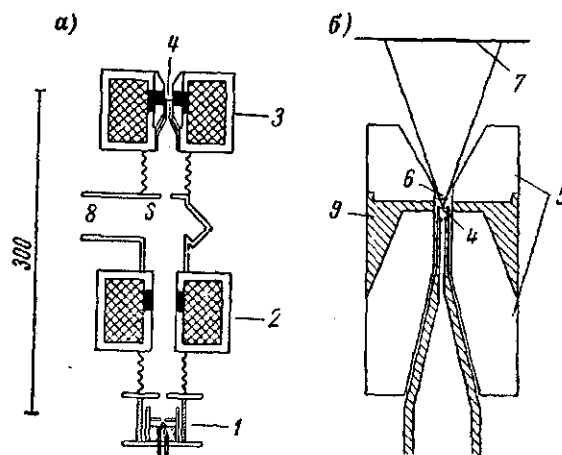


Рис. 2-127. Эскиз рентгеновского теневого микроскопа: а — схематический разрез теневого микроскопа; б — увеличенное изображение полюсных наконечников объективной магнитной линзы и положение мишени, объекта и фотопленки.
1 — электронная пушка; 2 — собирающая магнитная линза; 3 — объективная магнитная линза; 4 — мишень; 5 — полюсные наконечники; 6 — объект; 7 — фотопленка; 8 — отвод к насосу; 9 — латунь.

узкой трубки ($d=2,5$ мм), входящей внутрь верхней магнитной катушки. Эта трубка припаяна к сильфону, который позволяет перемещать мишень вдоль оси магнитной линзы до совпадения с ее фокусом.

Магнитная катушка верхней (объективной) линзы снабжена специальными полюсными наконечниками с отверстием диаметром 3 мм и щелью 1,6 мм; минимальное фокусное расстояние ее около 1 мм. Конструкция полюсных наконечников и расположение мишени, исследуемого объекта и фотопленки показаны в увеличенном виде на рис. 2-127, б.

Теневой рентгеновский микроскоп обычно работает при хорошо стабилизированном (1:2000) напряжении не выше 10 кВ, что обуславливается необходимостью получения достаточно

малого излучения, обеспечивающего хорошую контрастность теневых картин при исследовании очень тонких и слабопоглощающих объектов, с другой стороны, тем, чтобы область проникновения электронов в вещество анода, откуда исходят рентгеновские лучи, была по возможности малой, так как рассеянные в веществе анода электроны увеличивают размеры фокуса. При этом напряжении абсорбционные потери в вольфрамовой фольге толщиной 1-мк достигают 44%.



Рис. 2-128. Микрофотография насекомых *Aphis fabae* при первичном увеличении, равном 20, и последующем пятикратном фотографическом увеличении.

Полный ток, получаемый из катода, равнялся 60 мка, из которых около 10 мка приходилось на фокусное пятно диаметром 1 мк. При этом мощность, выделяющаяся в фокусе, равна 0,1 вт, а удельная нагрузка фокусного пятна превосходит 100 квт/мм². Расчет показывает, что с уменьшением размера фокуса допустимая удельная нагрузка сильно возрастает и при диаметре фокуса, равном 1 мк, на вольфрамовой фольге толщиной 1 мк достигает 680 квт/мм². Оказывается, что достичь столь больших удельных нагрузок практически невозможно, так как для получения малых фокусов приходится соответственно уменьшать эмиттирующую поверхность накаливаемого катода.

Микрорентгенограмма фиксируется на мелкозернистой фотопленке, которая помещается в светонепроницаемую камеру. Исследуемый объект монтируется на узком конце камеры, который вводится в отверстие полюсных наконечников. Расстояния объекта и фотопленки от фокуса трубки определяются следующими соображениями: 1) явлением дифракции, 2) временем экспозиции, 3) необходимым первичным увеличением и 4) величиной зерен фотоэмульсии. Так, например, если принять в теновом микроскопе с полезным увеличением $M=200$, расстояние объекта от фокуса $b=1$ мм и первичное увеличение $M_1=40$, то длина камеры будет $a=40$ мм и время экспозиции около 1 минуты. Полученный снимок затем можно увеличить фотографическим путем еще в 5 раз. На рис. 2-128 приведен снимок насекомого (*Aphis fabae*), высушенного в вакууме при температуре минус 30°С, при первичном увеличении, равном 20,

После дуговой обработки в вакуумной камере для контроля был положен в плоскости объекта кусочек серебряной сетки с шагом 17 мк и толщиной полосок 3 мк.

2-36. Разборные электронные рентгеновские трубки

Разборная электронная трубка Зигбана является одной из многочисленных разборных электронных трубок, непрерывно работающих на насосе, предназначенных специально для спектрального и структурного анализа. Корпус трубки (рис. 2-129) представляет собой куб из латуни или стали с ребром, равным 55 мм; в корпусе прорезаны каналы для охлаждающей воды и просверлено четыре отверстия. Одно из них ведет к насосу, два других снабжены коническими латунными

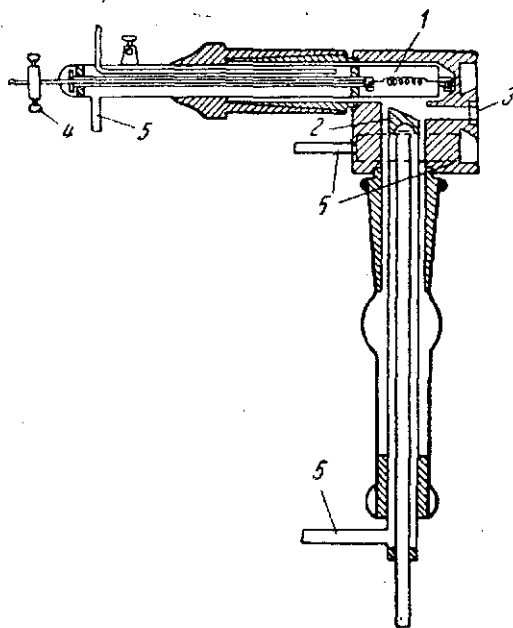


Рис. 2-129. Разборная металлическая электронная трубка Зигбана.

1 — катод (заземленный); 2 — анод; 3 — окно; 4 — ввод тока накала; 5 — водяное охлаждение.

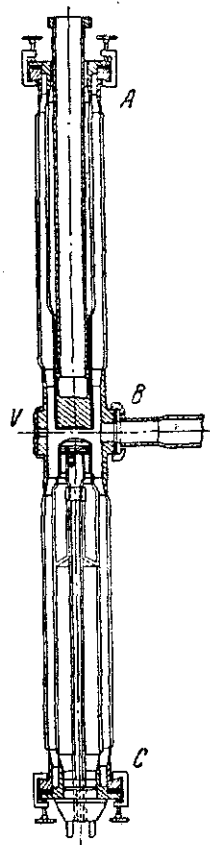


Рис. 2-130. Разрез разборной трубки с металлической средней частью.

шлифами, на которые надевается катод и анод, и четвертое, закрытое тонкой алюминиевой фольгой, служит для выхода рентгеновских лучей. Катод, металлически соединенный с корпусом

трубки, заземляется, анод изолируется от заземленного корпуса стеклянной трубкой со шлифом. Катод, анод и корпус трубки охлаждаются проточной водой. Благодаря интенсивному охлаждению эти трубки допускают большие нагрузки — до 100 *ма* при 30 *кв*.

На рис. 2-130 дан продольный разрез разборной трубки для структурного анализа со средней металлической частью. Оболочка трубки состоит из трех феррохромовых цилиндров, спаянных с двумя стеклянными цилиндрами. Средний, феррохромовый, цилиндр, окружающий разрядное пространство трубки, имеет два отверстия: одно *V*, закрытое тонкой алюминиевой фольгой, служит для выхода рентгеновских лучей, и другое *B* — для соединения с вакуумной системой. Два других феррохромовых цилиндра снабжены фланцами *A* и *C*, к которым прикрепляется катод и анод. Анодная и катодная ножки также припаяны к феррохромовым цилиндрам с фланцами.

Вакуумное уплотнение фланцев осуществляется резиновыми прокладками.

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотренные в предыдущей главе методы ускорения электронов (высоковольтные рентгеновские трубки) основаны на непосредственном использовании высокого напряжения.

Ускорение электронов и ионов путем приложения высокого напряжения сопряжено с большими экспериментальными трудностями, которые быстро растут с увеличением напряжений. Важнейшими из них являются: возникновение короны, сложность изоляции, сложность изготовления разрядных трубок высокого напряжения, большие размеры и высокая стоимость высоковольтных установок.

Трудности, связанные с генерированием и использованием напряжений в несколько миллионов вольт направили научную мысль на изыскание более удобных методов ускорения заряженных частиц, которые дали бы возможность обойтись без сверхвысоких напряжений. В результате этих устремлений были изобретены и разработаны новые методы получения заряженных частиц с большой энергией.

Основная идея всех новых методов ускорения заключается в том, чтобы сообщить заряженным частицам большую кинетическую энергию, не применяя сверхвысокого напряжения путем последовательного и многократного прохождения ими одной и той же небольшой разности потенциалов.

Таким образом, все эти методы можно назвать «непрямыми» методами ускорения в отличие от прямых методов ускорения с помощью высокого напряжения, прикладываемого к разрядной трубке.

Непрямые методы могут быть разбиты на две основные группы:

1. Резонансные высокочастотные ускорители — линейные ускорители, циклотроны, синхротроны, фазотроны и др.
2. Индукционный ускоритель — бетатрон.

В первом резонансном методе используется резонанс между движением частицы в пространстве и переменным ускоряющим электрическим полем.

Во втором, индукционном ускорителе — бетатроне — создается переменный магнитный поток, индуцирующий в окружающем пространстве электрическое поле вихревого типа, которое и используется для ускорения электронов.

3-1. Линейный ускоритель

Линейный ускоритель является одним из наиболее ранних видов резонансных ускорителей, позволяющих сообщить заряженным частицам больше энергии без применения весьма высокого напряжения. Первая такая установка была осуществлена

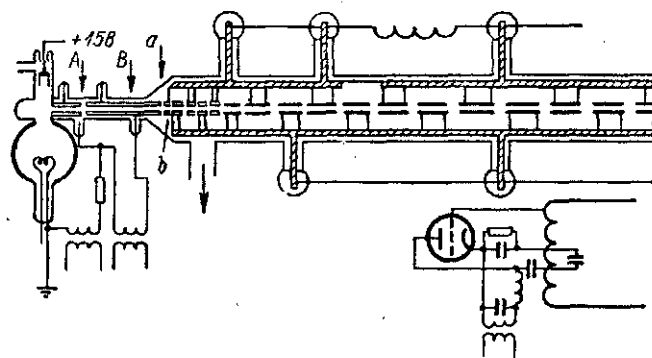


Рис. 3-1. Линейный высокочастотный резонансный ускоритель.

в 1930 г. Слоаном и Лоуренсом. Но в то время линейные ускорители не получили развития из-за малой эффективности и больших технических трудностей. Однако в настоящее время в связи с прогрессом ультракоротковолновой радиотехники идеи линейного ускорения возродились, но в измененном виде (см. § 3-8). Кроме того, эти идеи лежат в основе современных циклических резонансных ускорителей. Поэтому мы кратко рассмотрим устройство первого линейного ускорителя и принцип его действия.

Этот прибор изображен схематически на рис. 3-1. Он состоит из стеклянной вакуумной оболочки диаметром 100 мм и общей длиной 114 см и 30 полых цилиндрических электродов, расположенных вдоль ее оси. Первый цилиндрический электрод имел длину 10 мм, длина следующих электродов, вместе с примыкающими промежутками возрастала в соответствии с ростом скорости ионов приблизительно пропорционально корню квадратному из целых чисел. Диаметр трубок — 5 мм. В качестве ускоряемых частиц использовались ионы ртути, возникавшие в ртутной дуге, помещенной в отростке.

При помощи электродов *A* и *B*, имеющих отрицательный потенциал, положительные ионы ртути фокусируются в узкий пучок и направляются вдоль оси трубки. Ускоряющие трубчатые электроды через один присоединялись к полюсам короткопериодного лампового генератора мощностью 20 кВт с амплитудой напряжения 42 кВ при длине волны 30 м. Таким образом, в промежутках между электродами создавалось высокочастотное электрическое поле. Частота и амплитуда генератора и длина электродов подбирались так, чтобы время, затрачиваемое ионом на прохождение одного электрода, равнялось полупериоду колебаний генератора.

Рассмотрим теперь процесс многократного ускорения ионов в этом ускорителе. Когда первый электрод получает отрицательный потенциал, положительно заряженный ион ртути, пройдя первую ускоряющую щель *a*, приобретает дополнительную энергию eU и движется внутри него по инерции, так как внутри трубки поле отсутствует. При выходе из первой трубки ион попадает во вторую щель *b*, где он снова попадает в ускоряющее поле и снова приобретает дополнительную энергию eU и т. д.

Энергия ионов после прохождения всех 30 ускоряющих электродов возрастала до $(42 \cdot 10^3 \cdot 30) = 1\,260\,000$ эв.

Этот метод удобен для ускорения тяжелых ионов, потому что легкие ионы при той же энергии имеют значительно большие скорости и поэтому требуют более длинную систему трубок. В этом заключается его большой недостаток.

3-2. Циклотрон

Чтобы устранить главный недостаток линейных ускорителей, а именно, чрезвычайно большую длину ускоряющей системы, Лоуренс предложил в 1930 г. свернуть ускоритель в спираль и поместить его в сильное постоянное магнитное поле, сделав таким образом путь ионов круговым. В этом случае можно ограничиться одной парой электродов. В результате развития этой идеи был изобретен магнитный резонансный ускоритель — циклотрон.

1. Устройство и принцип действия циклотрона. Главной частью циклотрона является большая вакуумная камера цилиндрической формы, внутри которой помещаются два полых изолированных электрода D-образной формы, называемые дуантами. Дуанты имеют форму плоской цилиндрической коробки, разрезанной пополам и слегка раздвинутой, как показано на рис. 3-2. Вакуумная камера с дуантами (рис. 3-3) располагается между полюсами мощного электромагнита, работающего на постоянном токе. Так же как и в линейном ускорителе, дуанты соединены с высокочастотным генератором.

Таким образом между ними создается переменное электрическое поле. Ионы создаются в центре пространства между дуантами путем ионизации разреженного газа (водород, дейтерий или гелий) электронным пучком, ускоренным постоянным напряжением около 200 в.

Образовавшийся положительный ион притягивается к тому из дуантов, который в данный момент имеет отрицательный потенциал. Под действием магнитного поля ион движется по дуге круга внутри дуанта, где электрического поля нет. Пройдя полуокружность, ион выходит в щель между дуантами. К этому

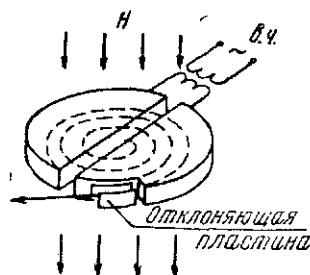


Рис. 3-2. Схема действия циклотрона.

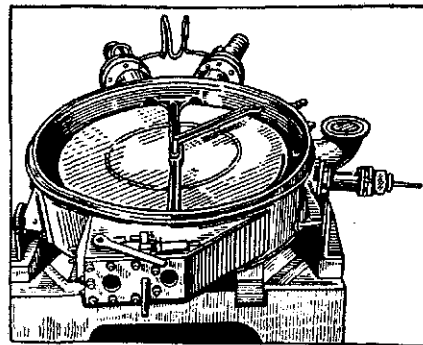


Рис. 3-3. Общий вид ускорительной вакуумной камеры циклотрона.

моменту полярность дуантов должна измениться так, чтобы ион, проходя щель, снова ускорялся и попадал во второй дуант, двигаясь в нем также по дуге круга, но большего радиуса, вследствие большей скорости. Затем ион снова попадает в щель при новой полярности дуантов и т. д. Таким образом процесс ускорения повторяется много раз. С каждым проходом через щель ион получает все новые и новые порции энергии и длина пути его в дуантах увеличивается. Увеличение длины пути компенсируется увеличением скорости, так что ион всякий раз затрачивает одно и то же время, чтобы сделать один полный оборот. Поэтому ион продолжает двигаться в такт с электрическим полем в течение всего времени ускорения по траектории, имеющей вид спирали с большим числом витков.

Достигая внешней части дуантов, ионы подходят к отклоняющей пластине, находящейся под постоянным отрицательным потенциалом в несколько десятков киловольт, и выходят из дуанта, где могут быть использованы для бомбардировки различных мишеней.

Циклотрон может быть использован для ускорения различных заряженных частиц. Их природа зависит от рода разре-

женного газа, введенного в камеру. Наибольший интерес для физических (ядерных) исследований имеют ионы легких газов: протон, дейтон и α -частица.

При введении в камеру водорода получают протоны. Если используется тяжелый водород — дейтерий, образуются дейтоны. Чтобы получить α -частицы, в камеру вводят гелий.

2. Перейдем теперь к выводу основных соотношений динамики процесса ускорения в циклотроне.

При круговом движении иона внутри дуанта под прямым углом к магнитному полю возникает центробежная сила инерции, которая уравнивается действующей на ион силой со стороны магнитного поля:

$$\frac{mv^2}{r} = evH, \quad (3-1)$$

где

H — напряженность магнитного поля;

e, m, v — заряд, масса и скорость иона;

r — радиус кривизны его траектории.

Отсюда скорость иона

$$v = \frac{e r H}{m} \quad (3-2)$$

и время t , необходимое иону для прохождения полуокружности, равно:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \pi \frac{m}{e H}. \quad (3-3)$$

Из последнего выражения (3-3) следует, что, если пренебречь изменением массы со скоростью, то ион будет описывать все полуокружности, независимо от радиуса, в одно и то же время. Поэтому для того чтобы осуществить резонансное ускорение иона, необходимо подобрать магнитное поле и период колебаний высокочастотного генератора T_z таким образом, чтобы время полного оборота иона $2t$ равнялось периоду колебаний генератора T_z :

$$T_z = 2t = 2\pi \frac{m}{e H} \quad (3-4)$$

или, так как $\lambda = cT$, длина волны генератора должна быть:

$$\lambda_z = 2\pi \frac{mc}{e H}. \quad (3-4')$$

Например, при $H = 10\,000$ э длина волны генератора для ускорения протонов должна быть равна:

$$\lambda = 2\pi \frac{1,61 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-20} \cdot 10^4} \approx 19 \text{ м.}$$

3. Вычислим энергию, которую накапливает ион к концу процесса ускорения при прохождении периферической части траектории радиуса r в магнитном поле H .

Пусть амплитуда переменного напряжения на дуантах равна U_0 ; тогда при n оборотах ион приобретет энергию, соответствующую эквивалентному ускоряющему потенциалу:

$$U = 2nU_0,$$

так как при каждом полном обходе ион дважды проходит ускоряющую щель между дуантами.

Если обозначить конечную скорость иона через v , то энергия, приобретенная ионом к концу ускорения, будет равна:

$$eU = \frac{mv^2}{2}$$

или, так как

$$v = \frac{erH}{m},$$

то, выражая U в вольтах, а e и H в электромагнитных единицах:

$$eU = \frac{m}{2} \left(\frac{erH}{m} \right)^2 \cdot 10^{-8}. \quad (3-5)$$

Отсюда эквивалентный ускоряющий потенциал

$$U = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m} \right) (Hr)^2 \cdot 10^{-8} \text{ [э]}. \quad (3-5')$$

Например, при ускорении дейтронов $\left(\frac{e}{m} = 4789 \text{ CGSM} \right)$ в циклотроне с радиусом периферической части орбиты $r = 50 \text{ см}$ и напряженности магнитного поля $H = 10^4$ э эквивалентный ускоряющий потенциал найдем, подставляя эти величины в уравнение (3-5'):

$$U = \frac{1}{2} 4789 (10^4 \cdot 50)^2 \cdot 10^{-8} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ [э]}.$$

Таким образом, максимум получаемой ионом энергии растет пропорционально квадрату произведения напряженности магнитного поля на радиус траектории (Hr).

4. Фокусировка ионов. Во время ускорения ионы пробегают внутри дуантов путь порядка сотен метров. Казалось бы, что на столь длинном пути даже небольшие отклонения ионов от средней плоскости, вызванные неизбежными столкновениями с молекулами газа в камере или взаимным отталкиванием, должны привести их к столкновению со стенками дуантов.

Оказывается, однако, что в правильно сконструированном циклотроне этому противодействует двойная фокусировка — электростатическая и магнитная.

На рис. 3-4 изображены распределение эквипотенциальных поверхностей ускоряющего электрического поля между дуантами и траектория иона. Из рисунка видно, что в первой половине поля возникает сила, прижимающая ион к средней плоскости, т. е. поле действует фокусирующим образом; во второй половине поля, как видно из того же рисунка, эта сила направлена в противоположную сторону — дефокусирует. Но так как скорость ионов в первой половине поля меньше, чем во второй (ион ускоряется!), то фокусирующие силы действуют

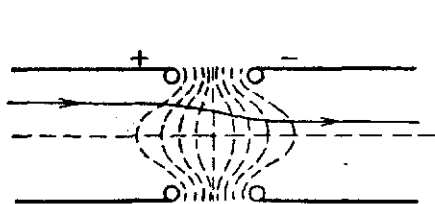


Рис. 3-4. Распределение эквипотенциальных поверхностей ускоряющего и фокусирующего электрического поля между дуантами.

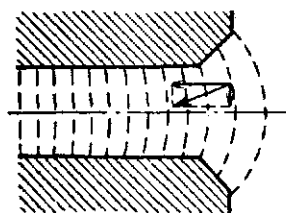


Рис. 3-5. Фокусирующее магнитное поле на периферии полюсов электро-магнита циклотрона.

дольше, и, следовательно, результирующее действие поля оказывается фокусирующим.

Это фокусирующее действие электрического поля быстро ослабевает по мере увеличения скорости иона и удаления его от центра камеры.

Но у периферии камеры вступает в силу магнитная фокусировка, обусловленная искривлением магнитных силовых линий наружу у краев полюсов магнита. Из рис. 3-5 видно, что ион, движущийся перпендикулярно к плоскости рисунка, вне средней плоскости, будет испытывать действие сил, направленных к средней плоскости.

Следует отметить еще одну особенность работы циклотрона. Так как период обращения иона в данном магнитном поле H [формула (3-4)] не зависит от скорости частицы, т. е. от напряжения на дуантах, то в процесс ускорения могут вступать ионы не только при максимуме переменного напряжения на дуантах, но и при других его мгновенных значениях. Поэтому возникает вопрос, с какой энергией придут эти ионы к периферии дуантов. Оказывается, что те и другие ионы получают одинаковую конечную энергию. Это объясняется тем, что ионы,

которые проходят ускоряющий промежуток не при максимуме и получают меньше энергии при каждом прохождении через промежуток, делают соответственно большее число оборотов и в результате выходят на периферию дуантов с такой же энергией, что и ионы, проходящие через щель при максимуме напряжения.

5. Рассмотрим, наконец, вопрос о максимальной энергии ионов, которая может быть получена при помощи циклотрона. Полученные выше основные соотношения динамики процесса ускорения справедливы до тех пор, пока скорость иона сильно отличается от скорости света. Когда она достигает значительной части скорости света, масса иона возрастает, период обращения его увеличивается согласно формуле (3-4), ион начинает отставать по фазе от высокочастотного напряжения на дуантах и выпадает из синхронизма. По этой причине циклотрон практически непригоден для ускорения электронов и энергия положительных ионов не может быть повышена сверх некоторого предела. Оказывается, однако, что максимальную энергию иона можно несколько увеличить путем увеличения напряжения на дуантах, так как чем выше это напряжение, тем большую энергию успеет набрать ион, прежде чем сдвиг фаз приведет к полному нарушению резонанса.

Теория показывает, что максимальная энергия иона в *Мэв* определяется следующей формулой:

$$W_{\max} = 1,53 \cdot \sqrt{2 \cdot U_0 \cdot A Z \sin \theta_0}, \quad (3-6)$$

где

U_0 — амплитуда напряжения на дуантах в киловольтах;
 A — атомный вес (массовое число, равное 1, 2 и 4 соответственно для протонов, дейтонов и ионов гелия);
 Z — заряд ионов и
 θ_0 — начальная фаза.

Полагаем

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2}; \quad (\sin \theta_0 = 1);$$

тогда эта формула принимает более простую форму:
 для протонов ($A=1$; $Z=1$)

$$W_{\max} \approx 2,1 \sqrt{U_0} \text{ [Мэв];}$$

для дейтонов ($A=2$; $Z=1$)

$$W_{\max} \approx 3 \sqrt{U_0} \text{ [Мэв];}$$

для α -частиц ($A=4$; $Z=2$)

$$W_{\max} \approx 6 \sqrt{U_0} \text{ [Мэв].}$$

Так, например, циклотрон, построенный в 1942 г., имеющий диаметр полюсов 1,5 м и вес около 200 т (рис. 3-6) при амплитуде высокочастотного напряжения на дуантах 50 кВ, сообщает энергию дейтонам 20—22 Мэв и α -частицам около 40—45 Мэв. В 4000-тонном циклотроне с полюсами диаметром 4,7 м, постройка которого была почти закончена перед войной, предполагалось получить дейтоны с энергиями 100 Мэв при напряжении на дуантах около 1000 кВ. Поэтому энергии

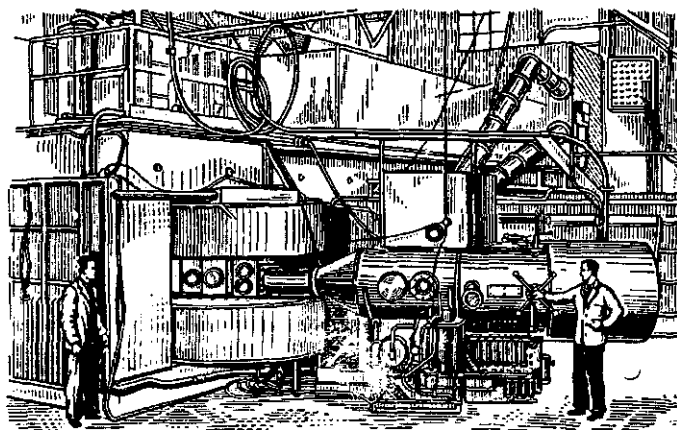


Рис. 3-6. Общий вид циклотрона с диаметром полюсных наконечников 1,5 м.

порядка 100 Мэв являются практически предельными для циклотрона.

Однако в последние годы были разработаны новые резонансные ускорители, которые ускоряют заряженные частицы до значительно больших энергий путем некоторых изменений циклотрона, основанных на принципе «автофазировки» частиц, открытом советским физиком В. И. Векслером в 1944 г. и независимо от него Макмилланом (США) в 1945 г.

3-3. Физические принципы новых резонансных ускорителей («автофазировка»)

Как выше было указано, увеличение массы ускоряемой частицы, препятствующее дальнейшему росту ее энергии, является единственной причиной принципиального характера, ограничивающей максимальную энергию ионов в циклотроне.

Поэтому уже давно возникла идея скомпенсировать увеличение массы частицы соответствующим увеличением магнитного поля во времени (по мере роста массы частицы) или изменением частоты (модуляцией) высокочастотного ускоряющего напряжения.

Однако эти методы повышения максимальной энергии ускоряемых частиц в резонансных ускорителях рассматривались как принципиально правильные, но не имеющие практической ценности, и поэтому не разрабатывались до открытия В. И. Векслера явления «автофазировки» частиц.

Прежде чем перейти к рассмотрению механизма автофазировки, отметим, что указанные идеи считались не имеющими практической ценности.

Действительно, в обычном циклотроне ионы вводятся и ускоряются непрерывно, так как при постоянных H и T каждый ион, входящий в пространство между дуантами, попадает в синхронизм.

В новых ускорителях период ускоряющего напряжения T (или магнитное поле H) непрерывно увеличивается по мере ускорения частицы и увеличения ее массы. Поэтому в резонанс могут входить только частицы, вошедшие в ускоряющую щель в некоторый момент времени t_0 , при котором период колебаний высокочастотного ускоряющего поля имеет начальное значение T_0 (или при начальном значении магнитного поля H_0). Далее энергия (и масса) этих частиц растет и одновременно возрастает период колебаний генератора T (или поле H) и эти частицы получают синхронное ускорение. Другие частицы, которые входят в щель позже, когда период T (или H) уже увеличился, не будут в синхронизме и, следовательно, будут потеряны.

Таким образом, при изменениях T или H ускорение частиц делается прерывистым в виде отдельных циклов. В каждом таком цикле, состоящем из нескольких тысяч периодов, ускоряется только небольшая порция частиц, поступившая в самом начале этого цикла многократного ускорения. Очевидно, что средняя интенсивность пучка ускоренных частиц будет настолько низка, что построение дорогостоящих приборов не может быть оправдано.

Векслер показал, что, используя явление автофазировки, можно сообщать ускоряемым частицам очень большие энергии (в несколько миллиардов электронвольт), с достаточной интенсивностью ионного пучка, если в резонансном методе ускорения внести некоторые изменения. А именно, нужно подобрать такие условия, чтобы резонансная фаза ускорения находилась на ниспадающей части кривой напряжения на щели, т. е. при $U_r < U_a$ (рис. 3-7). При этих условиях ускоряться будут не только те частицы, которые приходят в щель при резонансном

напряжении U_r , то и те, которые приходят при нескольких отличающихся значениях напряжения. Благодаря явлению автофазировки многие из этих частиц автоматически стремятся войти в синхронизм.

Это иллюстрируется рис. 3-7, на котором нанесена кривая изменения напряжения на ускоряющей щели. Нормально частица проходит щель на спадающей части кривой в точке t_0 . После прохождения полного оборота она возвращается в щель снова в точке t_0' , получая нормальное приращение энергии. Если же частица входит в щель несколько раньше в момент t_1 и получает избыточное приращение энергии, то радиус орбиты увеличится и частица вернется в щель позже в момент t_1' , получая приращение энергии меньше нормального.

С другой стороны, если частица придет несколько позже (t_2) и получит приращение энергии меньше нормального, то она будет двигаться по орбите меньшего радиуса и возвратится в щель раньше (t_2'), получив увеличенную порцию энергии. Таким образом частица сама автоматически стремится войти в синхронизм.

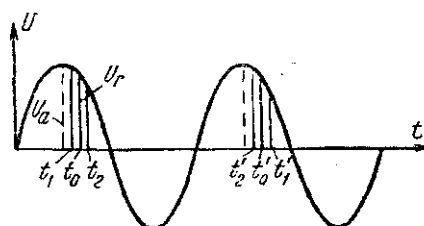


Рис. 3-7. Напряжение на ускоряющей щели между дуантами. К объяснению механизма автофазировки движения заряженной частицы.

В действительности, конечно, орбиты частиц будут совершать колебания около средней нормальной орбиты.

Оказывается, что автофазировка осуществляется как при изменении частоты ускоряющего напряжения, так и при изменении напряженности магнитного поля.

За последние годы разработано и осуществлено несколько типов резонансных ускорителей как для ускорения электронов, так и для ускорения ионов.

При ускорении электронов их масса возрастает в десятки и сотни раз. Поэтому практически удобно изменять величину магнитного поля, сохраняя частоту ускоряющего напряжения. Такие ускорители получили название синхротрона.

В случае тяжелых частиц изменение массы со скоростью незначительно. Поэтому удобнее изменять частоту ускоряющего напряжения, сохраняя магнитное поле постоянным. Прибор этого типа называется фазотроном или синхроциклотроном.

Наконец, при ускорении тяжелых частиц до очень больших энергий удобно одновременно изменять и величину управляющего магнитного поля и частоту ускоряющего электрического поля. Такой ускоритель называется синхрофазотроном.

3-4. Фазотрон (синхроциклотрон),

В обычном циклотроне максимальная достижимая энергия, как указывалось, ограничена тем, что движение ускоряемых ионов постепенно выходит из синхронизма с изменениями высокочастотного поля (на дуантах) благодаря возрастанию их массы. Для преодоления этого эффекта В. И. Векслер в 1944 г. предложил новый ускоритель циклотронного типа — фазотрон, в котором увеличение периода обращения иона по мере увеличения его энергии (и массы) компенсируется соответствующим увеличением периода колебаний ускоряющего поля на дуантах. Это обычно осуществляется модулированием частоты путем периодического изменения емкости в контуре генератора при помощи вращающегося конденсатора. Модуляция частоты генератора, очевидно, должна производиться так, чтобы фаза входа частицы в щель между дуантами оставалась неизменной в течение всего процесса ускорения. Принцип автофазировки показывает, что требование постоянства фазы не является очень строгим, и поэтому синхронизация изменения частоты генератора с движением ускоряемых ионов не представляет больших трудностей.

Таким образом, максимальная энергия, которая может быть достигнута при помощи фазотрона, значительно выше, чем при помощи обычного циклотрона. Но, с другой стороны, интенсивность ионного пучка оказывается значительно меньшей. Это объясняется тем, что в обычном циклотроне, с постоянной частотой, ионы поступают в камеру, ускоряются в каждый полупериод и выходят практически непрерывным потоком. В ускорителе с модулированной частотой — фазотроне — ионы могут вводиться в камеру кратковременными импульсами в начале каждого цикла ускорения, ибо только эти ионы будут находиться в резонансе с изменяющейся частотой ускоряющего поля. Ионы, входящие слишком поздно, когда частота электрического поля заметно изменилась, не могут войти в синхронизм и ускоряться не будут. Поэтому выходящий из ускорителя пучок ускоренных ионов будет состоять из ряда коротких импульсов с большими промежутками между ними. Очевидно, средняя интенсивность пучка ионов будет значительно меньше, чем в циклотроне.

Таким образом, повышение максимальной энергии в фазотроне по сравнению с циклотроном достигается за счет уменьшения интенсивности выходящего пучка ускоренных ионов.

По конструкции фазотрон мало отличается от циклотрона. Любой циклотрон может быть превращен в фазотрон путем некоторых изменений. Так, 4000-тонный циклотрон, сооружение которого было прервано в связи с войной в 1941 г., был достроен по типу фазотрона в 1946 г. В этом фазотроне дейтоны

ускоряются до 200 Мэв, а α -частицы до 400 Мэв при амплитуде высокочастотного напряжения на дуантах 15 кв. Первоначально при расчете этого ускорителя по типу циклотрона предполагалось, что для ускорения дейтронов до 100 Мэв потребуется напряжение на дуантах около 1 Мв. Напротив, ток дейтронов, приходящих на мишень, оказался чрезвычайно малым и равнялся приблизительно 0,5 мка, в то время как в циклотроне удастся получить ток дейтронов на мишень, равный 1000 мка и даже больше. В СССР в Институте ядерных проблем АН СССР введен в действие в 1949 г. мощный синхроциклотрон (фазотрон) для ускорения протонов до энергий 680 Мэв (дейтронов до 420 Мэв и α -частиц до 840 Мэв. Вес магнита 7000 т. Диаметр полюсов 6 м).

3-5. Индукционный ускоритель электронов — бетатрон

Рассмотренные в предыдущих параграфах резонансные ускорители циклотрон и фазотрон не пригодны для ускорения электронов, так как масса их начинает заметно возрастать уже при 20—30 кв.

Прямые методы ускорения электронов (каскадный генератор, резонанс-трансформатор, электростатический генератор) позволяют получать электронные пучки и жесткие рентгеновские лучи (фотоны) с энергиями не выше 4—5 Мэв, что ограничивается трудностями изоляции и создания соответствующих разрядных трубок.

Первый прибор, практически пригодный для сообщения электронам очень больших энергий без применения сверхвысокого напряжения, был создан Керстом в 1940 г. Этот прибор получил название «бетатрон», потому что он сообщает электронам энергии, сравнимые с энергиями β -частиц естественной радиоактивности. Следует, однако, отметить, что современные бетатроны сообщают электронам энергии в десятки и сотни раз большие, чем энергии β -частиц.

Далее, так как масса электронов очень мала, то при сравнительно небольших энергиях скорость электронов быстро приближается к скорости света и дальнейшее увеличение их энергии проявляется не в увеличении скорости, а в росте их массы. Из

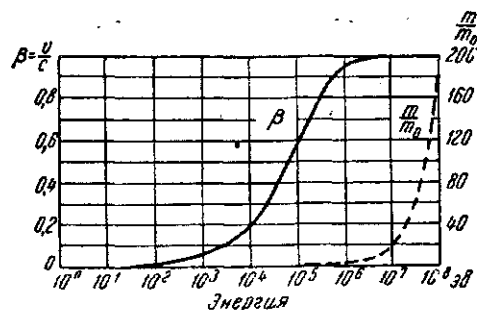


Рис. 3-8. Зависимость скорости ($\beta = \frac{v}{c}$) и массы ($\frac{m}{m_0}$) электрона от энергии.

кривых рис. 3-8 видно, что при энергии 1 Мэв скорость электрона составляет около 95% скорости света, а при 10 Мэв и выше отличие от скорости света выражается малыми долями процента. Масса же сильно возрастает и при 100 Мэв масса электрона приблизительно в 197 раз больше его массы покоя.

Электрон с энергией 1000 Мэв обладает массой большей, чем масса протона. Поэтому «ускорители» электронов по существу не являются ускорителями и, может быть, правильнее было бы называть их «утяжелителями». Однако в литературе принято название «ускоритель», и поэтому, продолжая называть их ускорителями, следует помнить, что практически они не сообщают электронам ускорения уже при энергиях, превосходящих несколько мегаэлектронвольт.

Принцип действия бетатрона

Бетатрон называют индукционным ускорителем потому, что он работает на принципе электромагнитной индукции точно так же, как обычный трансформатор. Известно, что переменный магнитный поток индуцирует в окружающем пространстве вихревое электрическое поле. Это поле является причиной появления э. д. с. в обмотках трансформатора, оно же используется в бетатроне для ускорения электронов. Вихревое поле, свободное от электрических зарядов, отличается от электростатического тем, что его силовые линии являются замкнутыми линиями, окружающими изменяющийся магнитный поток.

Если магнитное поле обладает осевой симметрией, то силовые линии вихревого электрического поля будут концентрическими кругами с центрами, лежащими на оси симметрии. Если предположить, что электрон движется в вихревом поле по одной из замкнутых силовых линий, то он все время будет испытывать действие сил поля в направлении, совпадающем с направлением его движения. Поэтому, возвратившись в исходную точку, он приобретет определенный запас энергии.

Кроме ускорения, магнитное поле в бетатроне выполняет также роль управляющего поля, заставляя электроны двигаться по круговым орбитам. Кольцевое поле в месте расположения орбиты часто называют «ведущим полем». Магнитное поле, действующее по всей площади, охватываемой орбитой, называют «ускоряющим полем». Далее мы увидим, что при определенных условиях электрон будет двигаться в нарастающем магнитном поле по окружности одного и того же круга — по стабильной равновесной орбите, непрерывно получая энергию от вихревого электрического поля.

При одном обходе вдоль замкнутой силовой линии электрон приобретает энергию ΔW , равную произведению заряда электрона e на величину э. д. с., которая индуцируется при нор-

мальной работе трансформатора в одной витке проволоки, расположенной по орбите электрона:

$$\Delta W = e \frac{d\Phi}{dt},$$

где e — заряд электрона, Φ — магнитный поток, охватываемый орбитой.

Эта энергия вообще невелика (порядка нескольких десятков электронвольт), но при достаточно большом числе оборотов энергия электронов может стать очень большой.

При этом масса электрона оказывается во много раз больше его массы покоя. Но так как ускорение в бетатроне происходит непрерывно в течение $\frac{1}{4}$ периода и не связано

с условиями какого-либо синхронизма, то изменение массы совершенно не влияет на приобретение энергии электроном.

Таким образом, при помощи электромагнитной индукции можно сообщать электронам чрезвычайно большие энергии. Однако для практического осуществления этой идеи необходимо было найти и выполнить условия устойчивого движения электрона по орбите постоянного радиуса.

Краткая история бетатрона

Неоднократно делались попытки экспериментального осуществления идеи индукционного ускорения электронов. Однако недостаточная теоретическая разработка условий устойчивой работы такого прибора была причиной безуспешности этих попыток. Первое предложение конструкции индукционного ускорителя было сделано в патентной заявке 1922 г. Слепяном (США). В этом проекте содержался ряд ошибок, и попыток его осуществления не делалось. В 1927 г. инженер Видерое впервые теоретически получил одно из основных условий возможности движения электрона в нарастающем магнитном поле по круговой орбите. (Условие 2:1, см. § 3-5). Однако его попытки осуществления индукционного ускорителя также оказались неудачными, так как не были соблюдены другие условия, необходимые для нормальной работы прибора. В. В. Ясинский в 1935 г. предложил индукционный ускоритель с дополнительным радиальным электрическим полем. Но и в этом проекте не выполнялись все условия устойчивой работы, в частности, не осуществлялась осевая фокусировка электронов. Теория индукционного ускорителя была развита независимо друг от друга Я. П. Терлекиным в СССР и Керстом в США в 1941 г.

Первый современный бетатрон был построен Керстом в 1940 г. Этот прибор (рис. 3-9 и 3-10) сообщал электронам энергии 2,3 Мэв и представлял собою небольшой лабораторный прибор

весом 150 кг. Второй бетатрон на 20 Мэв был построен в 1941 г. и представляет собой довольно большую установку весом около 3,5 т. Размеры электромагнита: длина 1,5 м, ширина 0,5 м и высота 0,9 м; диаметр полюсных наконечников 480 мм.

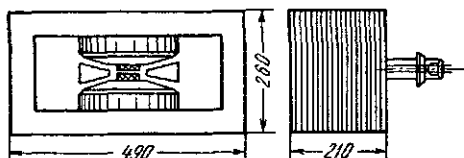


Рис. 3-9. Эскиз бетатрона на 2,3 Мэв.

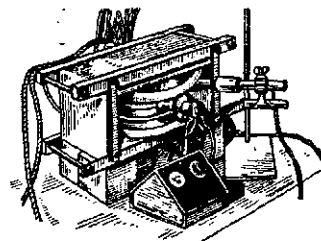


Рис. 3-10. Внешний вид бетатрона на 2,3 Мэв.

На рис. 3-11 приведена фотография бетатрона на 24 Мэв, предназначенного для глубокой терапии. Бетатрон подвешен на поднимающихся консолях и может поворачиваться вокруг горизонтальной оси. Наконец, в 1945 г. были опубликованы

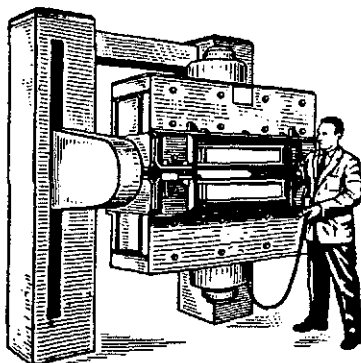


Рис. 3-11. Фотография бетатрона на 24 Мэв, предназначенного для глубокой рентгенотерапии.

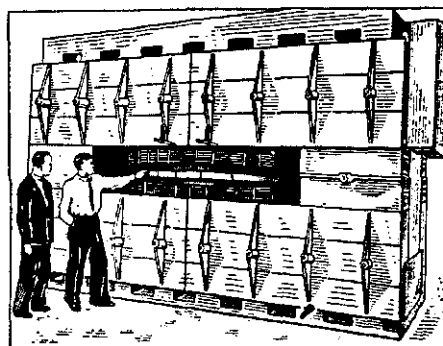


Рис. 3-12. Внешний вид бетатрона на 100 Мэв.

данные о построенном и испытанном бетатроне на 100 Мэв (рис. 3-12), электромагнит которого имеет полюсные наконечники диаметром 192,4 см и весит около 130 т. Размеры электромагнита $4,2 \times 2 \times 3$ м. Установка размещена в специальном здании, сконструированном так, чтобы защитить персонал от проникающих излучений, возникающих при работе бетатрона (рис. 3-13). В табл. 3-1 даны основные параметры трех бетатронов на 2,3; 20 и 100 Мэв.

В Советском Союзе первые действующие бетатроны на 5 и 7 Мэв были изготовлены в Томском политехническом институте в 1948 году. Затем в 1949—1955 гг. была выпущена серия бетатронов на 15 Мэв и несколько экземпляров на 25 Мэв. [Л. 88]. На московском электрозаводе им. Куйбышева налажен серийный выпуск бетатронов на 15 и 25 Мэв. Ускорительные камеры для этих бетатронов разработаны и выпускаются Ленинградским заводом рентгеновской аппаратуры.

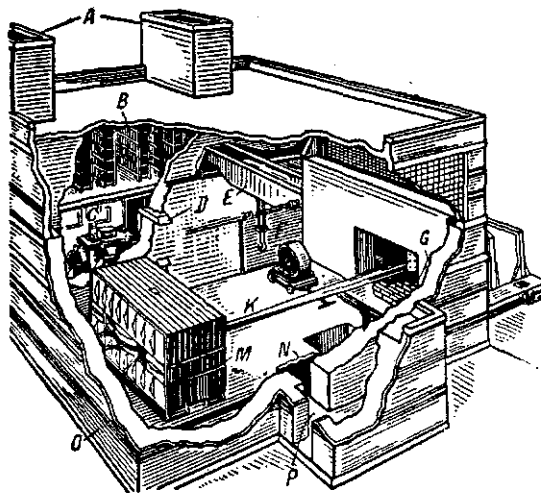


Рис. 3-13. Здание для бетатрона на 100 Мэв.

А — вытяжные каналы, выводящие тепло из конденсаторной камеры; В — конденсаторное помещение; С — помещение для пульта управления; D — перископ для наблюдения; E — мостовой кран; F — стальная дверь; G — плиты разборной стены; K — пучок рентгеновских лучей; O — бетонные стены толщиной 915 мм, обеспечивающие защиту от излучения; P — вход.

Таблица 3-1

Основные параметры бетатронов

| | | | |
|--|------|------|------|
| Максимальная энергия электронов, Мэв | 2,3 | 20 | 100 |
| Радиус равновесной стабильной орбиты, см | 7,5 | 19 | 83 |
| Максимальная напряженность магнитного поля на орбите, э | 1250 | 3600 | 4000 |
| Частота питающего тока, гц | 600 | 180 | 60 |
| Максимальная напряженность индуцированного электрического поля на орбите, в/см | 0,35 | 0,77 | 1,26 |
| Максимальный прирост энергии электрона за один оборот, эв | 17 | 92 | 656 |
| Общая длина пути электрона за время ускорения, км | 125 | 417 | 1250 |
| Вес электромагнита, т | 0,15 | 3,5 | 130 |
| Емкость батареи конденсаторов в резонансной цепи питания, мкф | 400 | 5,5 | 110 |

По существу индукционный ускоритель представляет собою трансформатор броневоего типа, в котором вырезана средняя часть керна. Магнитная цепь набрана из листов трансформаторной стали. Полюсные наконечники собраны из радиально расположенных листов, что обеспечивает совершенную аксиальную симметрию магнитного поля в воздушном зазоре. Первичная обмотка из небольшого числа витков, состоящая из двух последовательно включенных секций, надета на полюса электромагнита и питается переменным током. Для улучшения $\cos \varphi$ применяется резонансная схема питания, изображенная на рис. 3-14. Собственная частота полученного колебательного контура должна быть равна частоте питающего тока.

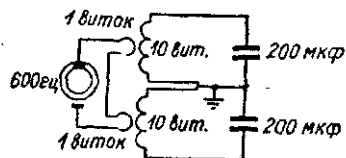


Рис. 3-14. Схема питания бетатрона на 2,3 Мэв.

Вторичная обмотка заменена кольцевой стеклянной вакуумной трубкой, имеющей форму «бублика» (рис. 3-15), которая помещается в вырезе среднего стержня между его полю-

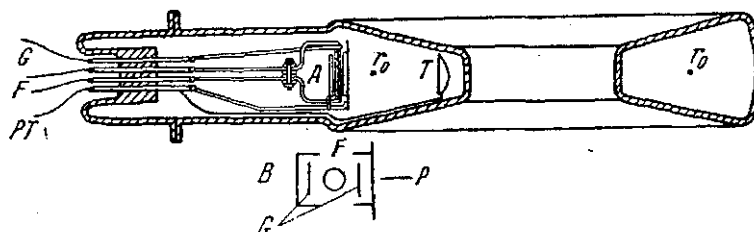


Рис. 3-15. Ускорительная вакуумная камера бетатрона на 2,3 Мэв.

r_0 — равновесная стабильная орбита; T — вольфрамовая мишень; A — электронная пушка; B — поперечный разрез электронной пушки; F — калящая спираль катода; P — положительные пластины; G — отрицательные фокусирующие пластины.

сами. Внутри этой камеры в высоком вакууме происходит ускорение электронов. Внутренняя поверхность ускорительной камеры покрывается тонким проводящим слоем. Этот слой заземляется для предотвращения накопления зарядов на внутренней поверхности стекла, что привело бы к нарушению нормальной работы прибора.

Электроны вводятся в ускорительную камеру тангенциально при помощи обычной электронной «пушки» — инжектора, — снабженной ускоряющим электродом, к которому периодически прикладываются импульсы относительно высокого напряжения. Обычно ускоряющий электрод заземляется, а высокий отрицательный потенциал прикладывается к катоду, так как в про-

тивном случае в камере возникает поле, искажающее орбиту электрона.

Инжекция электронов производится в течение нескольких микросекунд в начале каждого периода изменения магнитного поля в моменты A, A' (рис. 3-16). Весь процесс ускорения электронов происходит в течение только одной четверти периода, следующей за инжекцией; за это время электрон описывает несколько сот тысяч оборотов. Направление электрона на круговую орбиту определенного постоянного радиуса совершается склой, возникающей при взаимодействии быстро движущегося электрона с соответственно оформленным магнитным полем. Центробежная сила, действующая на электрон, лежит в средней плоскости «бублика», направлена по радиусу к центру и равна:

$$F_{\text{к}} = evH,$$

где

H — напряженность магнитного поля в месте нахождения орбиты электрона — напряженность ведущего поля;

v и e — скорость и заряд электрона, H и e выражены в эл.-магн. единицах СГС—М.

В конце ускорения (точка B на рис. 3-16) или в какой-либо другой более ранний момент времени C электроны должны быть выведены со стабильной орбиты и направлены на вольфрамовую мишень, которую они, находясь на стабильной орбите, обходили, или через выходное окно в атмосферу. При торможении электронов в веществе мишени возникает жесткое рентгеновское излучение точно так, как в аноде обычной рентгеновской трубки.

Элементарная теория бетатрона

Как указывалось выше, для практического осуществления индукционного ускорителя самым важным является найти условия, при выполнении которых электроны будут двигаться в нарастающем магнитном поле по круговой орбите постоянного радиуса. Эти условия можно установить, пользуясь элементарными законами физики.

Так как полюсные наконечники электромагнита бетатрона, а следовательно, и магнитное поле, пронизывающее ускорительную камеру, имеют осевую симметрию, то можно считать, что электродвижущая сила

$$u = - \frac{d\Phi}{dt}$$

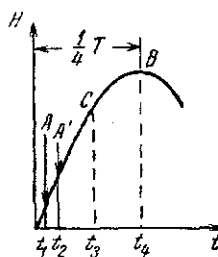


Рис. 3-16. Моменты инжектирования (t_1 — t_2) и вывода (t_4 или раньше t_3) электронов в бетатроне.

будет равномерно распределена вдоль орбиты (совпадающей с замкнутой силовой линией), и напряженность электрического поля E в любой точке орбиты в какой-либо момент времени будет выражаться формулой:

$$E = \frac{u}{2\pi r_0} = -\frac{1}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}, \quad (3-7)$$

а сила, действующая на один электрон в тот же момент времени, равна:¹

$$F_c = eE = -\frac{e}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (3-8)$$

Эта сила сообщает электрону ускорение. Поэтому согласно второму закону механики можно написать:

$$\frac{d(mv)}{dt} = -\frac{e}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (3-9)$$

Заметим, что в этом уравнении мы пишем $\frac{d(mv)}{dt}$ вместо $m \frac{dv}{dt}$ потому, что масса электрона является величиной переменной и зависит от скорости:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Интегрирование уравнения (3-9) дает приращение количества движения электрона за некоторый промежуток времени:

$$mv - mv_0 = -\frac{e}{2\pi r_0} (\Phi - \Phi_0), \quad (3-10)$$

где

Φ_0 — магнитный поток, охватываемый орбитой в начальный момент времени, и

v_0 — начальная скорость электрона.

Так как $v_0=0$ при $\Phi_0=0$, то

$$mv = -\frac{e}{2\pi r_0} \Phi, \quad (3-11)$$

т. е. изменение количества движения электрона за время t пропорционально изменению магнитного потока внутри орбиты за то же время.

Выражение (3-11) является одним из основных уравнений бетатрона.

Для того чтобы электрон не сходил со своей круговой орбиты радиуса r_0 во все время ускорения, необходимо, чтобы сила, действующая на электрон со стороны магнитного поля

¹ Знак «минус» (—) опускаем, так как нас интересует абсолютное значение силы F_c .

H в месте нахождения орбиты, в каждый момент времени уравнивала центробежную силу инерции:

$$\frac{mv^2}{r_0} = evH, \quad (3-12)$$

или, после сокращения,

$$mv = er_0 H, \quad (3-13)$$

т. е. количество движения электрона пропорционально произведению Mr_0 . Поэтому часто величиной Mr_0 пользуются в качестве удобной меры кинетической энергии электрона (приложение 9). Энергия электронов в бетатроне может быть выражена приближенной формулой:

$$W = (3 \cdot 10^{-4} Mr_0 - 0,511) \text{ Мэв}, \quad (3-14)$$

где $0,511 = m_0 c^2$ — энергия покоя электрона. Формула (3-14) справедлива при $W \gg 0,511 \text{ Мэв}$. Выражение (3-13) также является одним из основных уравнений бетатрона.

Из уравнения (3-14) следует, что для увеличения конечной энергии ускоряемых электронов необходимо увеличить произведение Mr_0 . Так как напряженность поля на орбите лимитируется свойствами стали, то увеличение максимальной энергии электронов возможно лишь за счет увеличения радиуса полюсных наконечников, а следовательно, и всей машины (табл. 3-1).

Соотношение между ускоряющим потоком Φ и ведущим полем H
(«условие 2:1»)

Полученные выше уравнения (3-11) и (3-13) налагают определенные условия на соотношение между потоком Φ и полем H . В самом деле, приравнявая правые части этих уравнений, имеем

$$\frac{eH}{2\pi r_0} \Phi = er_0 H, \quad (3-15)$$

откуда

$$\Phi = 2\pi r_0^2 H$$

и

$$H = \frac{\Phi}{2\pi r_0^2} \quad (3-16)$$

или, учитывая, что $\frac{\Phi}{\pi r_0^2} = H_{\text{ср}}$, получаем замечательное соотношение:

$$H_{\text{орб}} = \frac{1}{2} H_{\text{ср}}$$

или

$$H_{\text{ср}} = 2H_{\text{орб}}. \quad (3-17)$$

с*

Это соотношение показывает, что электрон будет двигаться по круговой орбите в том случае, если во все время ускоряющего цикла напряженность магнитного поля на орбите будет точно в два раза меньше средней напряженности поля, охватываемого орбитой.

Соотношение (3-17) часто называют «условием 2:1».

Для выполнения этого условия, очевидно, необходимо усилить среднюю часть поля, охватываемого орбитой, сообщив полюсам коническую форму (рис. 3-17, б).

Фокусировка электронов. Форма полюсных наконечников

Во время ускорения электроны пробегают внутри вакуумной камеры очень длинный путь, порядка сотен километров. Поэтому даже в очень хорошем вакууме электроны будут сталкиваться с молекулами остатков газа и сбиваться с равновесной орбиты. Силы взаимного расталкивания также стремятся увести электроны с их орбиты. Наконец при инжектировании электронов в камеру они не могут сразу войти на стабильную орбиту и будут двигаться по сложной траектории, постепенно приближающейся к равновесной орбите. По всем этим причинам электроны могут уклоняться как в осевом направлении, вверх или вниз от средней плоскости камеры, так и в радиальном направлении, к центру или от центра.

Поэтому при практическом осуществлении бетатрона необходимо обеспечить осевую и радиальную фокусировку электронов, т. е. создать такие условия, чтобы, при случайных отклонениях электронов с равновесной орбиты в любом направлении, автоматически возникали силы, возвращающие сбившиеся с пути электроны на эту орбиту.

Обе эти фокусировки достигаются созданием определенного распределения магнитного поля в области равновесной орбиты путем выбора соответствующей формы полюсных наконечников.

Часто предлагавшаяся форма полюсных наконечников в виде «вогнутых» конусов (рис. 3-17, а), при которой напряженность магнитного поля увеличивается к периферии, оказывается непригодной по двум причинам. Во-первых, потому, что поле такой конфигурации не удовлетворяет «условию 2:1», т. е. не обеспечивает установления круговой орбиты постоянного радиуса. Во-вторых, потому что такое поле действовало бы дефокусирующим образом: на всякий электрон, отклонившийся от средней плоскости, действовала бы сила, которая ускоряла бы его к верхней или нижней стенке камеры.

Напротив, форма полюсов в виде «выпуклых» конусов (рис. 3-17, б) при правильном выборе их профиля позволяет выполнить условие 2:1 и обеспечить осевую и радиальную фо-

куировку электронов. Справа на рис. 3-17 показаны силы, обуславливающие осевую фокусировку электронов.

Для обеспечения радиальной фокусировки электронов оказывается необходимо подобрать определенный закон убывания напряженности магнитного поля от центра к периферии в области, прилегающей к орбите. Для нахождения этого закона примем во внимание, что для обеспечения движения электрона по круговой равновесной орбите необходимо выполнить «условие 2:1», т. е. должно иметь место равенство (3-17).

Однако, так как в бетатроне устойчивым должно быть движение электрона только по некоторой одной определенной орбите с заданным постоянным радиусом r_0 , то это равенство должно выполняться только при $r=r_0$. Если же это равенство будет выполняться и при других значениях радиуса, заключенных в некотором интервале, то во всем этом интервале любая круговая орбита будет возможной, т. е. будет иметь место нейтральное равновесие, и всякое случайное возмущение будет переводить электрон на другую равновесную орбиту.

Чтобы электроны двигались по одной определенной орбите радиуса r_0 , по так называемой стабильной орбите, зависимость H от r должна быть такой, чтобы при случайном отклонении электрона наружу от стабильной орбиты сила магнитного поля была больше центробежной силы и, наоборот, при смещении электрона внутрь стабильной орбиты она была меньше центробежной силы.

Можно показать, что эти условия будут выполняться, если магнитное поле будет убывать вблизи стабильной орбиты медленнее, чем $\frac{1}{r}$.

Положим, что вблизи орбиты поле убывает по закону:

$$H = \frac{a}{r^n}, \quad (3-18)$$

где n — может быть как больше, так и меньше единицы. Так как сила, действующая на электрон со стороны магнитного поля, $F_{\mu} = evH$, пропорциональна напряженности поля H , то закон изменения ее в функции от r будет определяться видом

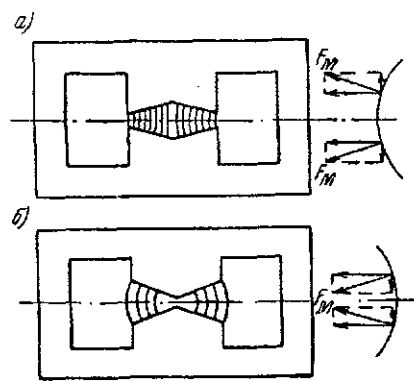


Рис. 3-17. Формы полюсных наконечников, создающих магнитное поле: а — дефокусирующее; б — фокусирующее.

зависимости H от r . Зависимость центробежной силы от радиуса при движении электрона с постоянной скоростью по круговой орбите выражается гиперболой:

$$F_c = \frac{mv^2}{r}. \quad (3-19)$$

На рис. 3-18 кривые F_m и F_c представляют зависимость этих сил от радиуса. В точке пересечения этих кривых обе силы уравниваются; это соответствует стабильной орбите радиуса r_0 .

Из рассмотрения этих рисунков легко видеть, что поле типа ($n < 1$) обеспечивает радиальную фокусировку, так как при смещении электрона вправо ($r_1 > r_0$) сила F_m , превышая центробежную силу F_c , будет возвращать электрон на стабильную орбиту. При смещении электрона влево ($r_2 < r_0$) $F_c > F_m$ и центробежная сила также будет возвращать электрон на стабильную орбиту. Очевидно, что поле типа ($n > 1$) будет создавать неустойчивое движение и при малейших отклонениях электрона от равновесной орбиты в ту или другую сторону он будет удаляться от нее еще дальше в тех же направлениях.

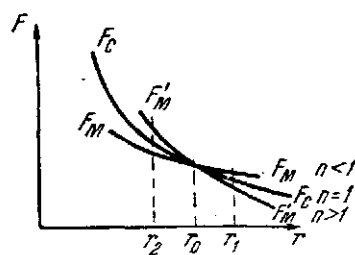


Рис. 3-18. Радиальное распределение напряженности магнитного поля ($F = evH$) в бетатроне, обеспечивающее радиальную фокусировку ($n < 1$).

Таким образом, движение электрона в магнитном поле, обладающем осевой симметрией, будет устойчивым как в радиальном, так и в осевом направлениях, если оно убывает по закону $H = \frac{a}{r^n}$, где n меньше единицы.

Числовое значение показателя степени n выбирается из следующих соображений. Из рис. 3-18 видно, что с уменьшением n улучшается радиальная фокусировка, но ухудшается аксиальная фокусировка, и наоборот. Кроме того, детальный анализ работы бетатрона показывает, что при всяких случайных возмущениях движения электронов возникают колебания электронов и частота этих колебаний, их затухания, а также форма и размеры сечения пучка электронов являются функцией n . Оптимальное значение показателя степени n оказалось близким к $\frac{3}{4}$.

Инжектирование электронов

Для того чтобы электроны, вводимые в ускорительную камеру, попали на стабильную орбиту, необходимо выполнить определенные условия. Прежде всего нужно определить, в ка-

ком месте в камере (в магнитном поле) следует поместить электронную пушку B . Очевидно, что пушка должна располагаться вне равновесной орбиты, причем источник электронов — накаливаемая спираль — должна находиться вблизи равновесной орбиты в магнитном поле в той его части, где еще выполняется условие $n < 1$. Поле такого типа, обладая фокусирующим действием, будет направлять электроны на равновесную орбиту.

Во-вторых, необходимо выяснить начальные условия инжекции электронов. При непрерывном инжектировании большая часть электронов не может попасть на равновесную орбиту и подвергнуться ускорению. Эти электроны лишь «засоряют» камеру и ухудшают работу бетатрона.

На рис. 3-19 показаны пути электронов, вылетающих из пушки в разные моменты времени. В моменты, когда переменное магнитное поле, нарастая, проходит через нулевое значение, электроны будут двигаться прямолинейно и ударяться в стенку камеры (линия a). В последующие моменты, при возрастании магнитного поля траектории электронов слегка искривляются, но все же попадают на стенки камеры (линия b). Наконец наступает некоторый интервал времени ($t_2 - t_1$) (рис. 3-16) «рабочий интервал впуска», в течение которого напряженность магнитного поля принимает такие значения, что электроны, двигаясь сначала по сложной спиральной траектории, попадают на стабильную равновесную орбиту и подвергаются ускорению. Электроны, входящие в камеру в следующие более поздние моменты времени, попадают в слишком сильное поле, траектории их сильно изгибаются (линия b) и они также будут ударяться в стенки камеры. Таким образом, весь рабочий интервал впуска длится очень малый отрезок времени ($t_2 - t_1$), составляющий десятые доли процента рабочего времени ускорения (т. е. $\frac{1}{4}$ периода).

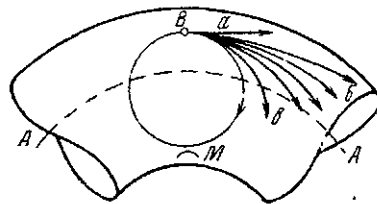


Рис. 3-19. Пути электронов, входящих в камеру бетатрона в разные моменты времени: AA — стабильная равновесная орбита; B — электронная пушка; M — мишень.

Вывод электронов с равновесной орбиты

Электроны ускоряются в течение четверти периода и, совершив сотни тысяч оборотов, приобретают максимальную для данного прибора энергию. В этот момент необходимо вывести электроны с равновесной орбиты и направить их через выходное окно в атмосферу для непосредственного использования или на вольфрамовую мишень, расположенную внутри камеры

в плоскости орбиты, но несколько смещенную к центру или периферии от нее. При столкновении с мишенью электроны тормозятся, в результате чего возникает жесткое рентгеновское излучение.

Для вывода электронов со стабильной орбиты необходимо нарушить «условие 2:1», т. е. изменить прежнее распределение магнитного поля и тем резко изменить радиус равновесной орбиты. Электроны в этот момент сойдут с прежней орбиты и, двигаясь по спирали к новой равновесной орбите, заденут мишень *M* и, тормозясь в ней, дадут рентгеновское излучение. Эти изменения магнитного поля можно осуществить так, чтобы радиус новой равновесной орбиты увеличился или уменьшился. В первом случае мишень помещается снаружи орбиты, во втором — внутри.

Сокращение радиуса стабильной орбиты, очевидно, можно осуществить уменьшением напряженности магнитного поля в центре орбиты. Такое смещение орбиты было выполнено в первом бетатроне на 2,3 Мэв. С этой целью к центральной части каждого полюсного наконечника электромагнита прикреплялся диск диаметром 50 мм, сделанный из прессованного железного порошка, сцементированного жидким стеклом (рис. 3-9). Магнитная проницаемость этих дисков ($\mu=8$) значительно меньше, чем остальных частей магнита. Поэтому к концу четверти периода в дисках наступает насыщение, нарастание магнитного поля в центре замедляется и нарушается «условие 2:1»; радиус орбиты уменьшается, и электрон попадает на мишень *M* (рис. 3-19).

Для расширения орбиты, наоборот, нужно увеличить магнитный поток внутри орбиты. С этой целью на полюсных наконечниках монтируются одновитковые катушки радиуса несколько меньшего, чем радиус нормальной стабильной орбиты, через которые пропускается разряд конденсатора в любой момент времени в течение $\frac{1}{4}$ периода. Таким образом можно направлять на мишень электроны с любыми значениями их энергии вплоть до максимальной. Мгновенная волна тока через эти катушки обуславливает усиление центрального ускоряющего магнитного потока при малом изменении ведущего поля. Вследствие этого поле у орбиты становится недостаточным, чтобы удерживать электроны на прежней орбите. Электроны будут двигаться по спирали наружу и, сталкиваясь с мишенью, прикрепленной к электронной пушке, возбуждают рентгеновское излучение.

Бетатрон с подмагничиванием

Вихревое электрическое поле одного направления в бетатроне существует в течение половины периода изменения магнитного поля. Но для ускорения электронов приходится

использовать только половину этого времени, так как магнитное поле сохраняет одно направление только в течение $\frac{1}{4}$ периода.

Поэтому было предложено удлинить время ускорения, сместив кривую изменения магнитного поля путем подмагничивания постоянным током так, чтобы магнитное поле сохраняло все время одно и то же направление (рис. 3-20, сплошная кривая). В этом случае ускорение электронов может производиться в течение почти половины периода. Однако нетрудно видеть, что при подмагничивании, несмотря на удвоение длительности ускорения, конечная энергия электронов не увеличивается, если

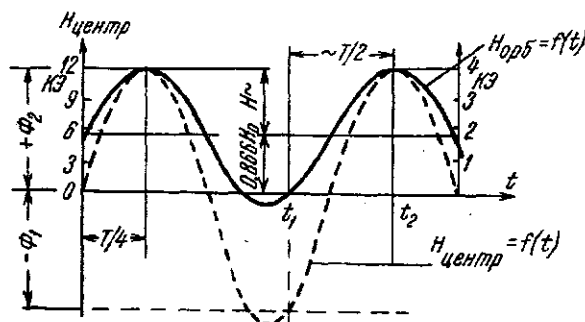


Рис. 3-20. Кривые $H_{орб} = f(t)$ на орбите (сплошная) и $H_{центр} = f(t)$ в центре (пунктирная) для бетатрона с подмагничиванием.

не увеличивать индукции в железе. На рис. 3-20 пунктирной кривой показан изменение напряженности поля во времени, $H_{центр} = f(t)$, в центре воздушного зазора бетатрона без подмагничивания; сплошной кривой — при подмагничивании при одинаковых максимальных напряженностях поля в центре зазора в обоих случаях.

Величина постоянной составляющей поля, по условиям инжекции электронов, должна быть, как показывает теория, не выше 0,866 от амплитуды переменной составляющей. Оказывается, что при подмагничивании условия устойчивости движения электронов во время ускорения ($2:1$ и $H = \frac{a}{r^n}$) не нарушаются. Напряженность вихревого поля на орбите становится меньше, так как уменьшается $\frac{d\Phi}{dt}$, но это компенсируется увеличением длительности ускорения.

Таким образом, бетатрон с подмагничиванием будет работать так же, как и без подмагничивания и сообщать электронам

такую же энергию. Однако подмагничивание снижает мощность, потребляемую бетатроном, больше чем вдвое, так как основные потери в бетатроне — потери на гистерезис — приблизительно пропорциональны квадрату амплитуды переменной составляющей индукции в железе.

Так как при подмагничивании уменьшаются потери в железе, а следовательно, уменьшается нагревание электромагнита, то можно соответственно повысить напряженность поля в зазоре между полюсами и тем повысить сообщаемую электронам энергию. Оказывается, что таким путем можно повысить энергию электронов примерно на 25 %.

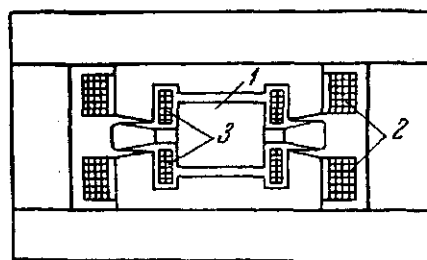


Рис. 3-21. Схема бетатрона с подмагничиванием.

1 — центральный сердечник; 2 — главные обмотки; 3 — дополнительные обмотки.

Значительно большего эффекта можно достичь, применив подмагничивание только для ведущего поля (на орбите), сохранив ускоряющее поле (внутри орбиты) чисто переменным, без постоянной составляющей, т. е. создав такие условия, чтобы магнитное поле на орбите изменялось по закону сплошной кривой (рис. 3-20), а поле внутри орбиты по закону пунктирной кривой. Для решения этой задачи необходимо применить две обмотки постоянного тока, одна из которых, главная, располагается снаружи равновесной орбиты, а вторая, дополнительная, внутри нее.

Если токи в этих обмотках будут направлены навстречу друг другу, то можно подобрать такие их значения, что постоянная составляющая магнитного поля внутри орбиты будет полностью подавлена. В этом случае электроны можно инжектировать вблизи отрицательного максимума кривой магнитного поля $[H_{\text{центр}} = f(t)]$ в момент времени t_1 и ускорять их до момента t_2 , используя почти вдвое большее изменение ускоряющего магнитного потока (от $-\Phi_1$ до $+\Phi_2$), чем в обычном бетатроне и, следовательно, сообщая электронам значительно большие энергии.

Для размещения дополнительной обмотки в полюсах электромагнита сделаны соответствующие выемки — пазы (рис. 3-21). Как видно из рисунка, воздушный зазор между полюсами разделен на два зазора, расположенных далеко от плоскости орбиты, так как в противном случае поля, создаваемые дополнительными катушками, нарушают нормальную работу бетатрона.

Смещение электронов со стабильной орбиты на мишень

осуществляется путем простого изменения величины постоянного тока в дополнительных катушках.

В настоящее время построен и находится в эксплуатации ряд бетатронов с подмагничиванием. В частности, в большом бетатроне на 100 Мэв после переделки полюсных наконечников были получены электроны с энергиями 160 Мэв.

Предельная энергия электронов, достижимая в бетатроне

В обычном циклотроне предельная энергия ускоряемых частиц определяется теми значениями, при которых становится заметным изменение массы частицы со скоростью. В бетатроне, как известно, возрастание массы электрона не нарушает его работу. Поэтому, естественно, возникает вопрос, имеется ли предел энергий, которые могут быть достигнуты с помощью бетатрона. Оказывается предел имеется и в этом случае. Прежде всего предел ставится соображениями техническими и экономическими. Действительно, подсчет показывает, что для сооружения электромагнита бетатрона на 300 Мэв потребовалось бы одного трансформаторного железа 2—2,5 тыс. т, и мощность питания такого электромагнита около 6000 квт.

Кроме этих практических трудностей, возникает принципиальное затруднение, которое ограничивает пределы достижимых энергий. Это затруднение связано с наличием нового физического явления, так называемого радиационного торможения.

Дело в том, что электрон, движущийся по круговой орбите, в магнитном поле испытывает центростремительное ускорение, и, следовательно, согласно законам классической электродинамики должен излучать электромагнитную энергию.

Это явление впервые было предсказано в 1944 г. советскими физиками Д. Д. Иваненко и И. Я. Померанчуком. Дальнейшее развитие теории показало, что спектр излучения электрона практически непрерывный и что при энергиях электрона выше 30 Мэв значительная часть его излучения находится в области видимого света.

Этот «светящийся электрон» впервые наблюдался визуально в 1947 г. в синхротроне (видоизменение бетатрона—см. ниже) в виде красноватого при 30 Мэв и голубовато-белого при 70 Мэв пятна на стеклянной стенке вакуумной камеры, если смотреть в плоскости орбиты навстречу приближающемуся электрону. При энергии электрона меньше 30 Мэв свечение пропадает.

Этот эффект при энергии порядка 100 Мэв незначителен (около 2%), но при более высоких энергиях он становится настолько большим, что энергия, теряемая за один оборот, может оказаться равной энергии, приобретаемой им за тот же оборот; следовательно, приток энергии ускоряемого электрона прекращается (см. § 3-8).

в плоскости орбиты, но несколько смещенную к центру или периферии от нее. При столкновении с мишенью электроны тормозятся, в результате чего возникает жесткое рентгеновское излучение.

Для вывода электронов со стабильной орбиты необходимо нарушить «условие 2:1», т. е. изменить прежнее распределение магнитного поля и тем резко изменить радиус равновесной орбиты. Электроны в этот момент сойдут с прежней орбиты и, двигаясь по спирали к новой равновесной орбите, заденут мишень *М* и, тормозясь в ней, дадут рентгеновское излучение. Эти изменения магнитного поля можно осуществить так, чтобы радиус новой равновесной орбиты увеличился или уменьшился. В первом случае мишень помещается снаружи орбиты, во втором — внутри.

Сокращение радиуса стабильной орбиты, очевидно, можно осуществить уменьшением напряженности магнитного поля в центре орбиты. Такое смещение орбиты было выполнено в первом бетатроне на 2,3 Мэв. С этой целью к центральной части каждого полюсного наконечника электромагнита прикреплялся диск диаметром 50 мм, сделанный из прессованного железного порошка, сцементированного жидким стеклом (рис. 3-9). Магнитная проницаемость этих дисков ($\mu=8$) значительно меньше, чем остальных частей магнита. Поэтому к концу четверти периода в дисках наступает насыщение, нарастание магнитного поля в центре замедляется и нарушается «условие 2:1»; радиус орбиты уменьшается, и электрон попадает на мишень *М* (рис. 3-19).

Для расширения орбиты, наоборот, нужно увеличить магнитный поток внутри орбиты. С этой целью на полюсных наконечниках монтируются одновитковые катушки радиуса несколько меньшего, чем радиус нормальной стабильной орбиты, через которые пропускается разряд конденсатора в любой момент времени в течение $\frac{1}{4}$ периода. Таким образом можно на-

правлять на мишень электроны с любыми значениями их энергии вплоть до максимальной. Мгновенная волна тока через эти катушки обуславливает усиление центрального ускоряющего магнитного потока при малом изменении ведущего поля. Вследствие этого поле у орбиты становится недостаточным, чтобы удерживать электроны на прежней орбите. Электроны будут двигаться по спирали наружу и, сталкиваясь с мишенью, прикрепленной к электронной пушке, возбуждают рентгеновское излучение.

Бетатрон с подмагничиванием

Вихревое электрическое поле одного направления в бетатроне существует в течение половины периода изменения магнитного поля. Но для ускорения электронов приходится

Поэтому было предложено удлинить время ускорения, сместив кривую изменения магнитного поля путем подмагничивания постоянным током так, чтобы магнитное поле сохраняло все время одно и то же направление (рис. 3-20, сплошная кривая). В этом случае ускорение электронов может производиться в течение почти половины периода. Однако нетрудно видеть, что при подмагничивании, несмотря на удвоение длительности ускорения, конечная энергия электронов не увеличивается, если

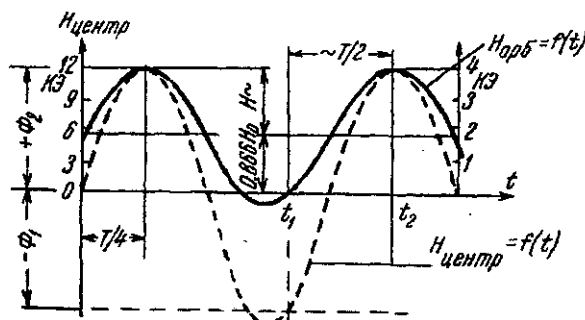


Рис. 3-20. Кривые $H_{\text{орб}}=f(t)$ на орбите (сплошная) и $H_{\text{центр}}=f(t)$ в центре (пунктирная) для бетатрона с подмагничиванием.

Величина постоянной составляющей поля, по условиям инжекции электронов, должна быть, как показывает теория, не выше 0,866 от амплитуды переменной составляющей. Оказывается, что при подмагничивании условия устойчивости движения электронов во время ускорения $\left(2:1 \text{ и } H = \frac{a}{r^n}\right)$ не нарушаются. Напряженность вихревого поля на орбите становится меньше, так как уменьшается $\frac{d\Phi}{dt}$, но это компенсируется увеличением длительности ускорения.

Таким образом, бетатрон с подмагничиванием будет работать так же, как и без подмагничивания и сообщать электронам

В действительности, как показали М. А. Арцимович и И. Я. Померанчук, радиационное торможение нарушает рабочий процесс в бетатроне гораздо раньше, чем наступит равенство прироста и убыли энергии. Вследствие излучения радиус орбиты электрона в магнитном поле с течением времени уменьшается и электрон, двигаясь по суживающейся спирали, сталкивается со стенкой камеры. По их расчетам максимальная энергия, которая может быть получена в бетатроне,—около 500 Мэв.

3-6. Синхротрон

В бетатроне максимальная достижимая энергия электронов ограничивается радиационным торможением (излучением электронов). Это заставило искать новые методы ускорения элект-

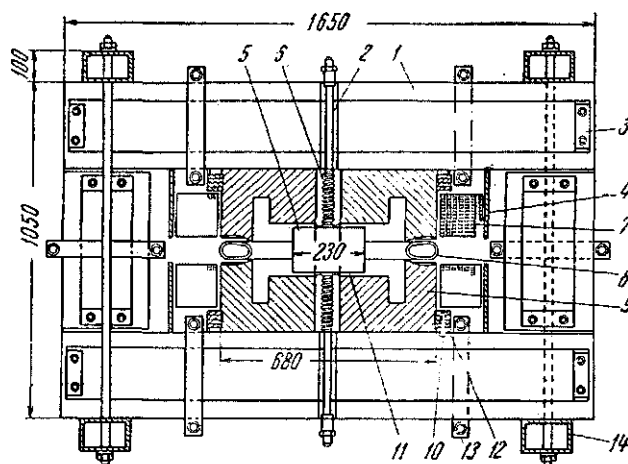


Рис. 3-22. Продольный разрез синхротрона на 70 Мэв.
1 — ярмо магнита; 2 — латунная труба; 3 — стяжная балка; 4 — герметичный короб для обмоток; 5 — центральный сердечник; 6 — спираль водяного охлаждения; 7 — обмотки электромагнита; 8 — вакуумная камера; 9 — полюсный наконечник; 10 — текстолитовое укрепляющее кольцо; 11 — регулируемый воздушный зазор; 12 — возбуждающая обмотка; 13 — стяжной болт; 14 — стяжная балка.

тронов. В 1944 г. В. И. Векслер предложил синхронный принцип ускорения электронов и указал путь его практического осуществления на основе открытого им механизма «автофазировки» ускоряемых частиц.

Этот ускоритель получил название синхротрона. По устройству и внешнему виду он похож на бетатрон, но отличается от него тем, что ускорение электронов производится в нарастающем во времени магнитном поле (как в бетатроне) высоко-

частотным электрическим полем, создаваемым на ускоряющей щели (подобно циклотрону).

Электромагнит синхротрона, в отличие от бетатрона, имеет полюсные наконечники кольцеобразной формы и создает переменное магнитное поле в сравнительно узкой кольцевой области, примыкающей к орбите электронов,—ведущее поле (рис. 3-22). Для обеспечения фокусировки электронов профиль

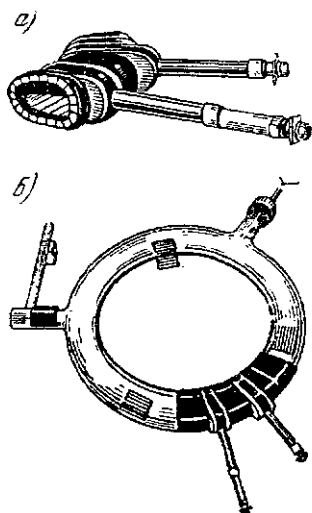


Рис. 3-23. Внешний вид ускорительной камеры синхротрона и эндовибратора.

полюсных наконечников подобран так, чтобы магнитное поле спадало с радиусом пропорционально $r^{-3/4}$.

Стеклоанная ускорительная камера в виде бублика (рис. 3-23, б) помещается между кольцевыми полюсами электромагнита. В камере имеется обычная электронная пушка — инжектор и вольфрамовая ми-

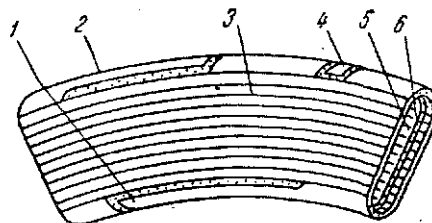


Рис. 3-24. Схема эндовибратора.

1 — полоска для настройки; 2 — полоска для связи; 3 — бороздки в серебряном покрытии для уменьшения потерь от вихревых токов; 4 — изолированная площадка для измерения напряжения; 5 — место соединения соседних полосок серебра; 6 — ускоряющий зазор.

шень. В отличие от бетотрона в кольцевой камере синхротрона вырезан сектор с углом раствора 57° и на его место вставлена специальная секция, представляющая собою ускоряющую систему, в которой создается высокочастотное электрическое поле, ускоряющее электроны в синхронном режиме (рис. 3-23, а).

Стенки этой секции, сделанной из стекла с очень малыми диэлектрическими потерями ($\operatorname{tg} \delta = 0,0012$ при 164 Мгц), покрыты со всех сторон серебром толщиной около 25 мк . Для уменьшения потерь на токи Фуко это покрытие разделено царапинами на отдельные полоски (рис. 3-24). Внутри секции вблизи одного из торцов эти полоски соединены перемычкой, в которой сделана поперечная бороздка шириной около 3 мм , которая и представляет собой ускоряющую щель синхротрона,

аналогичную промежутку между дуантами в обычном циклотроне.

В целом ускорительная секция представляет собою эндовибратор, который возбуждается высокочастотным ламповым генератором посредством коаксиальной линии, средний провод которой соединяется с серебряной полоской на внешней поверхности эндовибратора. Эта полоска соединена с остальным серебряным покрытием у торца эндовибратора, противоположного зазору. Другой провод коаксиальной линии присоединяется к наружной поверхности эндовибратора.

В большинстве осуществленных синхротронов электроны инжектируются в начале цикла нарастания магнитного поля и ускоряются приблизительно до 2 Мэв по бетатронному принципу, т. е. за счет э. д. с. индукции, создаваемой магнитным потоком, проходящим через небольшой железный сердечник, который насыщается при достижении электронами энергии около 3 Мэв . При энергии около 2 Мэв скорость электронов практически постоянна, так как они движутся со скоростью, равной $0,97$ скорости света. В это время включается высокочастотный генератор, соединенный с ускорительной секцией. Частота генератора должна быть равна частоте обращения электронов в ускорительной кольцевой камере, или, что то же, длина волны генератора должна быть равна длине окружности орбиты электронов, так как скорость последних практически равна скорости света. При возбуждении колебаний в эндовибраторе на кромках щели создается высокочастотное электрическое поле, которое и сообщает электронам дополнительную энергию.

Так как значение этой энергии значительно больше энергии, приобретаемой электронами за один оборот в бетатроне, то влияние излучения электронов относительно меньше, чем в бетатроне, и поэтому максимальная энергия, достижимая при помощи синхротрона, оказывается значительно больше и может быть доведена до нескольких миллиардов электронвольт.

Следует отметить, что в течение времени работы прибора в бетатронном режиме электроны распределяются равномерно по всей кольцевой камере. При переходе к синхротронному режиму ускорения электрическое поле в зазоре эндовибратора собирает электроны в сгустки и поддерживает синхронизм их движения, что обусловлено процессом автофазировки.

После выключения высокочастотного напряжения пучок электронов смещается с нормальной орбиты и падает на вольфрамовую мишень. При этом, если напряжение высокой частоты выключено в момент, когда магнитное поле не достигло своего максимума, то орбита сжимается, если после достижения максимума, — то расширяется.

К преимуществам синхротрона перед бетатроном следует отнести:

1. Возможность получения значительно больших энергий электронов — порядка нескольких миллиардов электронвольт.

2. Значительно меньшие вес и размеры электромагнита при той же максимальной энергии электронов.

К недостаткам синхротрона следует отнести:

1. Необходимость устройства высокочастотного эндовибратора и импульсного генератора высокой частоты.

2. Усложнение схемы питания электромагнита в случае применения бетатронного метода впуска электронов.

3. Несколько меньшая средняя интенсивность пучка ускоряемых электронов.

В настоящее время в литературе описано несколько действующих синхротронов. На рис. 3-22 приведен разрез, а на рис. 3-25 внешний вид синхротрона на 70 Мэв.

В Физическом институте АН СССР в 1959 г. введен в действие синхротрон, ускоряющий электроны до энергий 680 Мэв. С 1957 г. в Советском Союзе работает в г. Дубне синхрофазотрон, сообщающий протонам энергии в

10 миллиардов электронвольт. Электромагнит этого ускорителя весит 36 000 т. Средний радиус окружности, по которой движутся частицы, 28 м.

В настоящее время в СССР строится под Серпуховым синхрофазотрон на 60—70 Гэв (миллиардов эв). Этот ускоритель с сильной фокусировкой имеет следующие основные параметры: длина орбиты 1483, 6 м; максимальное магнитное поле на орбите 10—12 кэ; энергия инжекции ионов 100 Мэв; вес железа 20 000 т; вес алюминия 700 т; число импульсов в минуту 5—8.

В стадии строительства находится электронный синхротрон на 6 Гэв в Ереване (СССР).

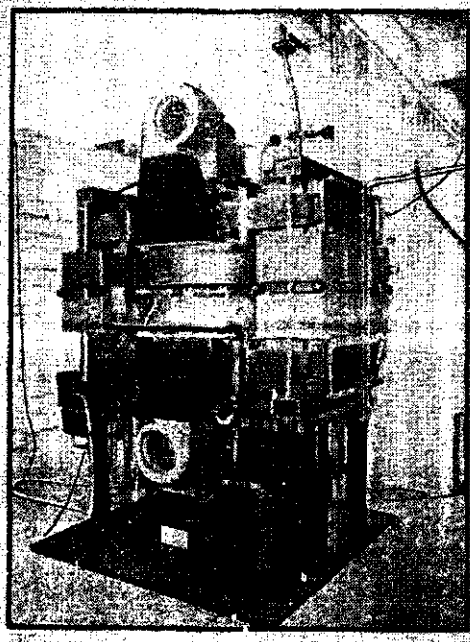


Рис. 3-25. Внешний вид синхротрона на 70 Мэв.

3-7. Микротрон

В § 3-2 было показано, что циклотрон непригоден для ускорения электронов до больших энергий, потому что масса электрона уже при относительно небольших энергиях заметно возрастает (например, увеличение массы электрона на 1% происходит при энергии около 5 кэв). Вследствие этого период обращения его в постоянном магнитном поле увеличивается согласно формуле (3-4)

$$T = 2\pi \frac{m}{eH}$$

и электрон начинает отставать по фазе от высокочастотного ускоряющего поля и выпадает из синхронизма.

Оказывается, однако, что если создать такие условия, чтобы растущий период обращения электрона после каждого следующего прохождения ускоряющего поля был больше предыдущего на один или несколько периодов T_0 ускоряющего поля, то можно было бы осуществить резонансное ускорение.

Такие условия выполняются в циклическом резонансном ускорителе электронов — микротроне, предложенном Векслером в 1944 году.

Микротрон, так же, как и циклотрон, имеет однородное постоянное во времени магнитное поле и постоянный период ускоряющего электрического поля, почему он иногда называется электронным циклотроном. По конструкции же и принципу действия он значительно отличается от циклотрона. Микротрон стал развиваться только в последние годы, хотя по простоте конструкции, простоте вывода электронов при лучшей однородности их энергий он не уступает другим ускорителям электронов.

Причиной этого, по-видимому, было то, что до последнего времени ускоряемые электроны в микротроне получались за счет холодной эмиссии, что делало его работу неустойчивой.

Работы С. П. Капицы и его сотрудников [Л. 98] (1960 г.) внесли значительные улучшения в конструкцию микротрона и сделали его технически совершенным и удобным прибором.

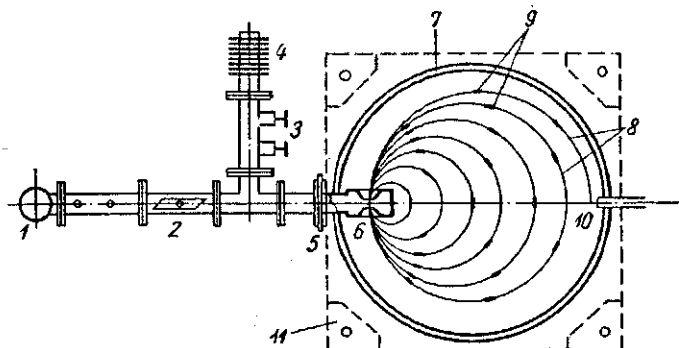
Устройство и принцип действия микротрона

Микротрон состоит из следующих основных частей (рис. 3-26):

электромagnита постоянного тока, который создает между круглыми плоскими параллельными полюсами однородное постоянное во времени магнитное поле;

вакуумной камеры, которая занимает пространство между полюсами магнита;

полного резонатора (резоноватора), к которому подводится через волновод высокочастотная энергия от мощного импульсного магнетрона или клистрона.



3-26. Схема устройства микротрона

1 — магнетрон; 2 — фазовращатель; 3 — регулятор доли мощности, отводимой в стабилизированную нагрузку; 4 — вакуумная перегородка; 5 — вакуумная камера; 6 — резонатор; 7 — траектории электронов; 8 — мишень; 9 — ярмо магнитопровода электромагнита; 10 — траектория электронов; 11 — ярмо магнитопровода электромагнита.

Вакуумная камера делается из немагнитного металла и имеет цилиндрическую форму. Крышками камеры обычно служат стальные полюса магнита.

В первых микротронах использовались тороидальные резонаторы, имеющие форму полового цилиндра с одним или двумя симметрично расположенными коническими втулками, имеющими осевые отверстия, через которые могут проходить электроны (рис. 3-27).

При работе микротрона между внутренними кромками конических втулок возникает высокочастотное напряжение. Для получения автофазировки амплитуда высокочастотного напряжения U_a должна не-

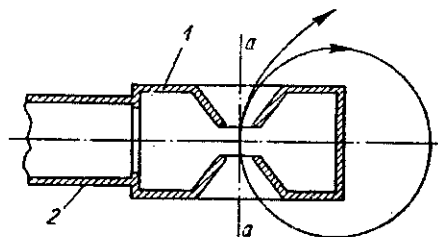


Рис. 3-27. Схема устройства тороидального резонатора.

1 — резонатор — тело вращения вокруг оси aa ; 2 — волновод.

сколько превышать равновесное ускоряющее напряжение U_s , которое достигает нескольких сотен киловольт. Устойчивая, равновесная фаза лежит справа от максимума кривой напряжения (рис. 3-28).

При прохождении сквозь резонатор, следовательно, электроны получают приращение энергии eU_s .

Принцип действия микротрона заключается в следующем. Электроны, вылетающие из резонатора вдоль его оси симметрии, движутся в направлении, перпендикулярном магнитному полю, которое заставляет их двигаться по круговой орбите и возвращает снова в резонатор. В резонаторе электроны получают новую порцию энергии eU_s и выходят в постоянное магнитное поле с большей энергией. При этом происходит увеличение радиуса r круговой траектории и периода τ обращения по круговой орбите возросшего радиуса.

Условие синхронизма движения электрона и частоты ускоряющего переменного высокочастотного электрического поля, как указывалось, состоит в том, что время обращения

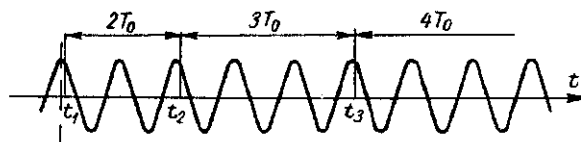


Рис. 3-28. Изменение кратности резонанса при переходе электронов с одной орбиты на другую.

электрона по орбите возрастает после каждого последующего прохождения резонатора как раз на величину одного или целого числа периодов T_0 ускоряющего поля. Таким образом не каждый период высокой частоты используется для ускорения данного электрона, при этом число пропускаемых периодов возрастает от оборота к обороту. Поэтому в микротроне осуществляется так называемый кратный резонанс, или резонанс с пропусками. Это иллюстрируется рисунком 3-28. Буквами $t_1, t_2, t_3 \dots$ на оси t отмечены моменты первого, второго и т. д. прохождения электрона сквозь резонатор.

Идеальная траектория электрона имеет вид плоской спирали, все витки которой образованы окружностями, лежащими в средней плоскости вакуумной камеры и соприкасаются в одной точке внутри резонатора (рис. 3-26).

Основные соотношения динамики процесса ускорения в микротроне

Найдем теперь условия резонансного ускорения электронов в микротроне. Резонансным называют такой процесс ускорения, при котором электрон каждый раз проходит сквозь резонатор при одной и той же фазе высокочастотного электрического поля в нем. Фаза, при которой происходит ускорение электронов, называется равновесной или резонансной фазой.

Положим, что электрон каждый раз при прохождении сквозь резонатор получает одно и то же приращение энергии eU_s ,

где U_s — разность потенциалов между кромками пролетных отверстий резонатора в момент прохождения электрона. Введем следующие обозначения:

$\gamma_0 \mathcal{E}_0$ — кинетическая энергия электрона при входе в резонатор в начале процесса ускорения;
 $\gamma \mathcal{E}_0 = eU_s$ — энергия, получаемая электроном при каждом прохождении через резонатор,

где

$\mathcal{E}_0 = m_0 c^2$ — энергия покоя электрона, эрг.

Энергия покоя электрона, выраженная в электронвольтах U_0 , определяется из уравнения

$$\mathcal{E}_0 = m_0 c^2 = eU_0,$$

где e и U_0 выражены в эл.-магн. единицах СГС-М. Если U_0 выразить в вольтах, тогда

$$U_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot 10^{-8} = \frac{m_0 c^2}{e} \cdot 10^{-8} \text{ эв} \quad (3-20)$$

или

$$U_0 = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{1,6 \cdot 10^{-20}} \cdot 10^{-8} = 0,511 \cdot 10^6 \text{ эв} = 0,511 \text{ Мэв}.$$

Следовательно,

$$\frac{\mathcal{E}_0}{e} = 0,511 \cdot 10^6 \cdot 10^8 = 0,511 \cdot 10^{14} \text{ эл.-магн. ед. СГС.} \quad (3-21)$$

Аналогично полная энергия движущегося электрона

$$U = \frac{\mathcal{E}}{e} \cdot 10^{-8} = \frac{mc^2}{e} \cdot 10^{-8} \text{ эв.} \quad (3-22)$$

В однородном магнитном поле H период обращения τ электрона, движущегося перпендикулярно полю, выражается формулой (3-4)

$$\tau = 2\pi \frac{m}{eH},$$

где все величины выражены в абсолютной системе СГС-М.

Эту формулу можно преобразовать следующим образом

$$\tau = 2\pi \frac{mc^2}{eHc^2} = 2\pi \frac{\mathcal{E}}{eHc^2} = 2\pi \frac{\mathcal{E}_0}{eHc^2} \left(1 + \frac{\mathcal{E}_k}{\mathcal{E}_0}\right), \quad (3-23)$$

где $\mathcal{E} = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0$ — полная энергия электрона, равная сумме кинетической энергии \mathcal{E}_k и энергии покоя электрона \mathcal{E}_0 .

Полная энергия электрона после n -го и $(n+1)$ -го прохождения сквозь резонатор равна

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_n &= \mathcal{E}_0 [1 + \gamma_0 + n\gamma], \\ \mathcal{E}_{n+1} &= \mathcal{E}_0 [1 + \gamma_0 + (n+1)\gamma], \end{aligned} \quad (3-24)$$

так что

$$\Delta\tau = \tau_{n+1} - \tau_n = \frac{2\pi}{eHc^2} [\mathcal{E}_{n+1} - \mathcal{E}_n] = \frac{2\pi}{eHc^2} \gamma \mathcal{E}_0, \quad (3-25)$$

т. е. при постоянном магнитном поле, следующие друг за другом периоды обращения электронов отличаются на величину, которая, независимо от общей энергии, зависит только от величины приобретаемой энергии $eU_s = \gamma \mathcal{E}_0$.

Для того чтобы заставить электрон двигаться «в такт» с изменениями переменного ускоряющего напряжения, $\Delta\tau$ должно быть кратным периоду T_0 ускоряющего высокочастотного напряжения. Отсюда получается

Первое условие резонансного ускорения

$$\Delta\tau = \frac{2\pi}{eHc^2} \gamma \mathcal{E}_0 = 2\pi \frac{U_s}{Hc^2} = C_1 T_0, \quad (3-26)$$

где C_1 — целое положительное число.

Уравнение (3-26) дает связь между величинами U_s , H и T_0 и является основным условием резонансного ускорения в микротроне. Однако, это условие является необходимым, но не достаточным. Помимо этого условия должно быть выполнено также начальное условие резонанса, т. е. должно быть выполнено требование, чтобы электрон, вступая первый раз в резонатор с некоторой кинетической энергией $\mathcal{E}_{вх} = \gamma_0 \mathcal{E}_0$, после прохождения резонатора имел период обращения τ_1 , равный целому числу периодов T_0 высокой частоты. Это дает

Второе (начальное) условие резонансного ускорения

$$\tau_1 = \frac{2\pi}{eHc^2} \mathcal{E}_0 (1 + \gamma_0 + \gamma) = C_2 T_0 \quad (3-27)$$

где $C_2 > C_1$ — целое положительное число.

Из уравнений (3-26) и (3-27) имеем

$$\frac{2\pi}{eHc^2} \frac{\mathcal{E}_0}{T_0} = \frac{C_1}{\gamma} = \frac{C_2}{1 + \gamma_0 + \gamma} \quad (3-28)$$

или

$$\frac{1 + \gamma_0 + \gamma}{\gamma} = \frac{C_2}{C_1}$$

откуда

$$\frac{1 + \gamma_0}{\gamma} = \frac{C_2 - C_1}{C_1}. \quad (3-29)$$

Это соотношение является условием резонансного ускорения в микротроне, представленное в самом общем виде. Так как минимальное значение $C_1 = 1$, а γ_0 и γ — положительные числа, то из (3-29) следует, что $C_{2\min} = 2$.

Рабочие режимы микротрона

Из условий резонанса можно найти большое число различных режимов работы микротрона, при которых возможно многократное ускорение электронов. Эти режимы отличаются друг от друга параметрами γ_0 , γ , C_1 , C_2 и H при заданной частоте f ускоряющего напряжения. Вообще параметры γ_0 , γ , H и f должны быть возможно большими, а параметры C_1 и C_2 — возможно меньшими. Осуществление этих требований ограничивается техническими возможностями.

Рассмотрим некоторые режимы работы микротрона, которые в настоящее время нетрудно осуществить.

Можно, например, выбрать $C_1=1$ и $C_2=2$, тогда из (3-29) следует, что $\gamma_0=\gamma-1$. Следовательно, должно быть $\gamma>1$, т. е. $U_0>0,511 \text{ МэВ}$.

Если выбрать $C_1=1$ и $C_2=3$, то соотношение (3-29) принимает вид

$$1 + \gamma_0 = 2\gamma,$$

следовательно, возможны такие режимы:

$$\gamma_0 = \gamma = 1; \quad \gamma_0 = 1,4 \text{ и } \gamma = 1,2; \quad \gamma_0 = 0,8 \text{ и } \gamma = 0,9 \text{ и т. д.}$$

Простейший случай в отношении начальной энергии, очевидно, имеет место тогда, когда кинетическая энергия электрона при старте равна нулю ($\gamma_0\mathcal{E}_0=0$, т. е. $\gamma_0=0$). Такой случай осуществляется во всех микротронах, в которых ускоряемые электроны получают за счет холодной эмиссии из отрицательного электрода резонатора.

При $\gamma_0=0$ уравнения (3-26) и (3-27) записываются

$$C_1 T_0 = \frac{2\pi}{eHc^2} \gamma \mathcal{E}_0 = \frac{2\pi}{Hc^2} U_s, \quad (3-30)$$

$$C_2 T_0 = \frac{2\pi}{eHc^2} [\mathcal{E}_0 + eU_s] = \frac{2\pi}{eHc^2} \mathcal{E}_0 (1 + \gamma). \quad (3-31)$$

Из этих уравнений можно вывести ряд важных соотношений динамики ускорения электронов в микротроне.

При $\gamma_0=0$ соотношение (3-29) принимает вид:

$$\gamma = \frac{C_1}{C_2 - C_1}. \quad (3-32)$$

Из (3-30) находим выражение для H :

$$H = \frac{2\pi}{c^2 T_0} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot \frac{1}{C_1}, \quad (3-33)$$

или, так как $c \cdot T_0 = \lambda$, то

$$H\lambda = \frac{2\pi}{c} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot \frac{1}{C_1}. \quad (3-34)$$

Выражая λ в см, а H и \mathcal{E}_0/e в единицах СГС-М, имеем, учитывая (3-21),

$$iH\lambda = \frac{2\pi \cdot 0,511 \cdot 10^6 \cdot 10^8}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{\gamma}{C_1} = 10700 \frac{\gamma}{C_1} [\text{э} \cdot \text{см}] \quad (3-35)$$

Подставляя в формулу (3-33) $f = \frac{1}{T_0}$, имеем

$$H = \frac{2\pi}{c^2} \cdot f \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot \frac{\gamma}{C_1},$$

или, выражая H в э и f в Мгц

$$H = \frac{2\pi \cdot 0,511 \cdot 10^6 \cdot 10^8}{(3 \cdot 10^{10})^2} \cdot f \cdot 10^8 \cdot \frac{\gamma}{C_1} = 0,3572 \cdot f \cdot \frac{\gamma}{C_1}. \quad (3-36)$$

Радиус n -го витка траектории электрона определяется из формулы (3-2)

$$r_n = \frac{mv_n}{e \cdot H}.$$

Подставляя сюда выражение для массы m быстро движущегося электрона из соотношения $\mathcal{E} = mc^2 = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0$

$$m = \frac{\mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0}{c^2} \quad (3-37)$$

имеем

$$r_n = \frac{(\mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0) v_n}{e H c^2} = \frac{(n\gamma + 1)}{H c} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot \frac{v_n}{c}, \quad (3-38)$$

так как $\mathcal{E}_k = n\gamma \mathcal{E}_0$.

Выражение для H возьмем из (3-34)

$$H = \frac{2\pi}{c\lambda} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{e} \cdot \frac{\gamma}{C_1}. \quad (3-39)$$

Тогда

$$r_n = \frac{\lambda}{2\pi} (n\gamma + 1) \frac{v_n}{c} \cdot \frac{C_1}{\gamma} \quad (3-40)$$

или, так как $\gamma = \frac{C_1}{C_2 - C_1}$, то

$$r_n = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{nC_1}{C_2 - C_1} + 1 \right) (C_2 - C_1) \frac{v_n}{c} = \frac{\lambda}{2\pi} [C_2 + (n-1)C_1] \frac{v_n}{c}. \quad (3-40')$$

Скорость электрона на n -ом витке траектории находим из известной формулы

$$m \cdot c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}} \quad \text{или} \quad \mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}}. \quad (3-41)$$

После преобразований получаем, учитывая, что $\mathcal{E} = \mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_0(n\gamma + 1)$:

$$\frac{v_n}{c} = \sqrt{\frac{\mathcal{E}^2 - \mathcal{E}_0^2}{\mathcal{E}^2}} = \sqrt{1 - \frac{\mathcal{E}_0^2}{(\mathcal{E}_k + \mathcal{E}_0)^2}} = \sqrt{1 - \frac{1}{(n\gamma + 1)^2}}. \quad (3-42)$$

Разность радиусов соседних витков траектории (3-40)

$$r_{n+1} - r_n = \Delta r = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{v_n}{c} \cdot C_1 \approx \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (3-43)$$

так как $v_n \approx c$ и обычно $C_1 = 1$.

Расстояние между удаленными точками соседних витков траектории достигает при $v_n \rightarrow c$ предельного значения

$$d = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (3-44)$$

Выбор некоторых параметров микротрона

Полученные соотношения служат для выбора некоторых параметров при проектировании микротрона.

В микротроне желательно иметь напряженность магнитного поля H возможно больше, так как чем больше H , тем меньше диаметр полюсов и, следовательно, тем компактнее будет ускоритель.

На практике во всех действующих микротронах $C_1 = 1$, так как в этом случае, как видно из (3-30), при данных U_s и T_0 величина H принимает наибольшее значение.

Из формулы (3-34) видно, что для повышения H необходимо выбирать возможно большее значение отношения $\frac{\tau}{\gamma}$, т. е.

выбирать большое U_s и малую величину λ . Предельные значения этих величин обуславливаются практическими соображениями. Так, при выборе величины λ необходимо учитывать мощность и стоимость имеющихся генераторов высокой частоты, способных создать в резонаторе напряжение требуемой амплитуды.

В большинстве действующих микротронов применяется ускоряющее поле с $\lambda = 10$ см, что соответствует «микроволновому» диапазону радиоволн, откуда название микротрон. Если взять $\gamma = 1$, т. е. $U_s = 0,511$ Мэ, то согласно (3-35) $H = 1070$ э. Как видно, в микротроне приходится принимать очень высокие ускоряющие напряжения и очень низкие напряженности магнитного поля. Поэтому полюса электромагнита имеют диаметр значительно больший, чем, например, у бетатрона, рассчитанного на ту же энергию электронов. В этом заключается существенный недостаток микротрона; с другой стороны, при этом

электромагнит получается очень простой конструкции (рис. 3-29) и небольшого веса.

Высокое значение U_s желательно, так как при этом конечная энергия электронов достигается при небольшом числе проходов их сквозь резонатор и, следовательно, с меньшей потерей электронов. Кроме выбора λ и γ , надо выбрать C_2 и затем из формулы (3-29) найти γ_0 .

Пользуясь формулой (3-40), можно вычислить радиус n -ной орбиты микротрона. Например, в микротроне на 29 Мэв, работающем в режиме $C_2=2$; $C_1=1$;

$$\gamma=1; \gamma_0=0; \frac{v_n}{c} \approx 1; n=56;$$

$$r_n = \frac{\lambda}{2\pi} (n\gamma + 1) (C_2 - C_1) \frac{v_n}{c} = \\ = \frac{10}{2\pi} (56 \cdot 1 + 1) (2 - 1) 1 = 81 \text{ см.}$$

Диаметр полюсов этого микротрона равен 200 см.

Расстояние между соседними витками траектории (3-44)

$$d = \frac{\lambda}{\pi} = \frac{10}{\pi} \approx 3,2 \text{ см.}$$

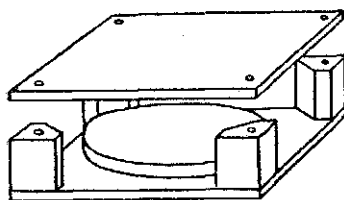


Рис. 3-29. Конструкция магнитопровода микротронного электромагнита. Верхний цилиндрический полюс, подобный нижнему, на рисунке не виден.

Фокусировка электронов в микротроне

Однородное магнитное поле, как известно (рис. 3-18), создает хорошую радиальную фокусировку электронов. Однако в микротроне нет стабильной равновесной орбиты, как, например, в бетатроне или синхротроне. Поэтому электроны, которые при столкновениях с газовыми молекулами претерпевают большие изменения направления, не возвращаются в резонатор и выпадают из дальнейшего процесса ускорения. Несмотря на это, требования к вакууму в микротроне не слишком высокие. Это объясняется тем, что путь, проходимый электронами в микротроне, много меньше, чем у синхротрона или бетатрона, а также и тем, что электроны очень быстро набирают большие энергии. Обычно микротроны работают при давлении 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст. При использовании накаливаемого катода стремятся к более высокому вакууму (порядка 10^{-6} мм рт. ст.).

С другой стороны, однородное магнитное поле, как известно, не создает осевой фокусировки. Поэтому, если бы не было другого рода фокусировки, электроны, которые имеют хотя бы малую вертикальную составляющую скорости, двигаясь по винтовой линии, попадали бы на стенку резонатора.

В действительности в микротроне имеется небольшая осевая фокусировка. Оказывается, что ускоряющее электрическое поле

внутри резонатора оказывает фокусирующее действие на электроны, так как электрическое поле в резонаторе при входе электронов больше, чем при выходе и, следовательно, фокусирующее действие входного отверстия резонатора больше, чем дефокусирующее действие выходного отверстия.

Кроме того, на практике магнитное поле никогда не бывает строго однородным, особенно на периферии, где оно уменьшается с радиусом. В этих местах электроны испытывают слабую осевую фокусировку. Резонатор должен, согласно опыту, находиться в области, где магнитное поле слегка спадает.

Автофазировка в микротроне

В микротроне так же, как и в других циклических ускорителях, действует автофазировка. Благодаря автофазировке ускоряются не только те электроны, для которых точно выполняются условия резонансного движения, но и те электроны, для которых эти условия выполняются лишь приблизительно. Если электрон получает несколько большую (по сравнению с равновесным электроном) энергию, то он описывает больший круг и поэтому приходит позже в ускоряющий промежуток и получает меньше энергии. Электрон с меньшей энергией приходит раньше и получает больше энергии. Следовательно, «фокусировка» фазы и энергии имеет место, если рабочая точка (фаза) лежит на спадающей ветви первой полуволны ускоряющего переменного напряжения (рис. 3-28).

Автофазировка приводит также к тому, что пучок электронов разбивается на ряд компактных сгустков, расположенных на орбите на расстояниях, равных длине волны λ ускоряющего поля (рис. 3-26). При этом пучок ускоренных электронов обладает высокой моноэнергетичностью.

Некоторые технические требования

Для нормальной работы микротрона необходимо выполнить ряд требований.

Однородность магнитного поля в малых микротронах (до 5 Мэв) должно быть $\Delta H/H \leq 0,1\%$, что достигается без больших трудностей. С увеличением числа круговых витков траектории требования к однородности магнитного поля резко возрастают (например, в лондонском ускорителе на 29 Мэв $\Delta H/H < 0,02\%$) и становятся трудно выполнимыми. Неоднородность магнитного поля приводит к искажениям орбит и уменьшению электронного тока.

Постоянство магнитного поля во времени достигается соответствующей стабилизацией возбуждающего тока.

В качестве генератора высокочастотного ускоряющего напряжения применяется полый резонатор. Диаметр проходных

отверстий в резонаторе должен быть достаточно большим, чтобы пучок ускоряемых электронов мог свободно проходить без потерь, — приблизительно равным длине ускоряющего промежутка.

Внешние размеры резонатора должны быть такими, чтобы электроны на первом витке траектории не задевали его.

Резонатор должен настраиваться, чтобы можно было компенсировать изменения частоты магнетрона. Настройку резонатора обычно производят путем изменения его размеров с помощью механической или термической системы, вызывающей деформацию одной из его стенок.

Краткое описание конструкции микротрона Института физических проблем АН СССР

Основным недостатком тороидальных резонаторов с холодной эмиссией является неудовлетворительная инжекция электронов, неуправляемость холодной эмиссии и связанная с этим плохая воспроизводимость результатов. Из всех эмитированных электронов из холодного катода, которые ускоряются при первом проходе резонатора, только около 1% выходят из резонатора и участвуют в процессе дальнейшего ускорения. Большинство же из них имеют неправильное положение фазы, энергии или направления и уходят на стенки резонатора, создавая большую бесполезную нагрузку генератора высокой частоты.

В 1960 г. в Институте физических проблем АН СССР разработан сильноточный электронный ускоритель — микротрон, в котором изменена форма резонатора, введен накаливаемый катод и применен новый оригинальный метод инжекции электронов [Л. 89].

Диаметр вакуумной камеры этого микротрона (рис. 3-26) равен 700 мм. Ее крышками служат полюсы магнита, расстояние между которыми равно 110 мм. Верхняя плита магнита прижимается к ядру магнитопровода болтами, зажимающими одновременно резиновое уплотнение между полюсами и стенкой камеры. Общий вес магнита около 1,5 т. Мощность возбуждения магнита около 4 кВт, причем ток питающий обмотки магнита стабилизирован до 0,1%.

Для возбуждения высокочастотного поля в резонаторе использован импульсный магнетрон мощностью 600 кВт с длительностью импульса 3 мксек. Плоский цилиндрический резонатор, построенный на основании расчета, имеет радиус $R = 38,3$ мм и высоту $L = 16,3$ мм.

На внутренней поверхности передней стенки резонатора в плоскости орбит помещается термокатод. Термокатод из бориды лантана (LaB_6), имеющий форму кубика $1,5 \times 1,5 \times 1,5$ мм,

припаянного к танталовой ленточке $0,2 \times 2,5$ мм, нагревается током 50 а до температуры 1600°C , обеспечивая при этом эмиссию $100\text{--}200$ а/см².

Электроны в резонаторе начинают свой путь с накаливаемого катода K и могут двигаться по траекториям двух видов. Траектории первого вида (рис. 3-30), начинаясь с катода, расположенного на расстоянии от оси $R_K = 17,5$ мм. Одна из рассчитанных траекторий показана на рис. 3-30. При этих условиях электрон выходит из резонатора с полной энергией приблизительно равной $2m_0c^2$ и затем при каждом последующем проходе резонатора его энергия увеличивается приблизи-

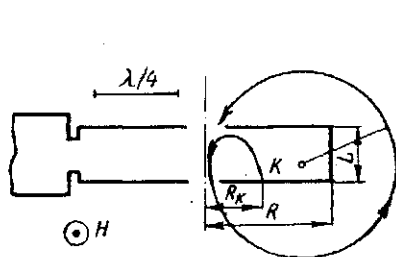


Рис. 3-30. Траектория электрона в цилиндрическом резонаторе (первый вариант).

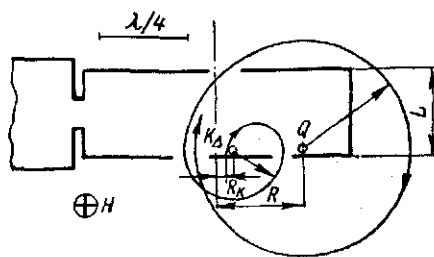


Рис. 3-31. Траектория электрона в цилиндрическом резонаторе (второй вариант).

тельно на m_0c^2 , т. е. на $0,511$ Мэв. Магнитное поле при этом равно $1100\text{--}1200$ э.

Для увеличения магнитного поля с целью повышения энергии ускоряемых электронов при прежнем диаметре магнитных полюсов был принят другой тип движения электронов в цилиндрическом резонаторе. Катод расположен вблизи оси резонатора и пучок электронов сначала выходит из резонатора через дополнительное отверстие Q (рис. 3-31), проходит через резонатор и затем уже попадает на равновесную орбиту с энергией $\Delta\mathcal{E}_K \approx 1,350$ Мэв ($\gamma_0 \approx 2,65$). Эту энергию электрон набирает в два этапа: на участке пути от катода до выхода из резонатора и при первом пролете через резонатор. При последующих пролетах через резонатор электроны увеличивают свою энергию каждый раз на величину около $2 m_0c^2$ ($\gamma = 2$) в магнитном поле $H \approx 2000$ э. На рис. 3-31 показана рассчитанная траектория электронов для этого случая.

При резонаторе с размерами $R = 38,3$ мм, $L = 23,2$ мм и $R_K = 3,2$ мм был получен ток в импульсе 5 ма на 12 орбите при энергии 13 Мэв в магнитном поле $H = 1950$ э. Эффективность захвата электронов составляла 5% . Таким образом удалось значительно увеличить компактность микротрона.

Предельная энергия, достижимая в микротроне

Максимальная конечная энергия, которую теоретически можно достичь в микротроне, ограничивается длительностью хода электрона в процессе ускорения, длительностью импульса магнетрона, а также зависит от величины тока пучка электронов.

Дело в том, что увеличение энергии электрона в микротроне связано с увеличением числа витков n его траектории. Так как длительность хода электрона на каждом следующем обороте больше длительности предыдущего на один или несколько периодов высокой частоты, то общее время хода электрона до достижения конечной энергии оказывается довольно значительным по сравнению с длительностью импульса питания резонатора.

В простейшем рабочем режиме, когда $\gamma_0=0$; $\gamma=1$; $C_1=1$ и $C_2=2$, т. е. когда электроны входят первый раз в резонатор с нулевой энергией и энергия, приобретаемая электроном при каждом прохождении через резонатор, равна $\mathcal{E}_0 = m_0 c^2 = 0,511 \text{ Мэв}$, общее время хода электрона до достижения энергии $\mathcal{E}_{\text{кин}} = n\mathcal{E}_0$ выражается формулой

$$t_{\text{общ}} = \frac{n(n+3)}{2} \cdot T_0, \quad (3-45)$$

где n — число витков траектории и T_0 — период высокочастотного ускоряющего поля.

Это время, конечно, ни в коем случае не должно быть больше, чем продолжительность импульса высокочастотного питания резонатора $T_{\text{имп}}$, так как в противном случае ни один электрон не успеет ускориться до конечной максимальной энергии.

Практически должно быть $t_{\text{общ}} < T_{\text{имп}}$. При этом все же те электроны, которые стартовали позже, чем за $t_{\text{общ}}$ до конца импульса, не достигнут внешних витков траектории, так как после выключения резонатора ускоряющее поле быстро затухает и дальнейшее ускорение их прекращается. Такие электроны будут бомбардировать резонатор, вызывая нежелательное жесткое тормозное рентгеновское излучение.

Таким образом, чем больше отношение $T_{\text{имп}}/t_{\text{общ}}$, тем большая часть инжектированных электронов будет ускорена до максимальной конечной энергии.

Так, например, в лондонском микротроне с $\lambda=10 \text{ см}$ на 29 Мэв , работающем в режиме $C_1=1$; $C_2=2$; $\gamma_0=0$; $\gamma=1$ и $n=56$, период высокочастотного поля равен

$$T_0 = \frac{\lambda}{c} = \frac{10}{3 \cdot 10^{10}} \approx 3,3 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

т. общее время процесса ускорения

$$t_{\text{общ}} = \frac{n(n+3)}{2} \cdot T_0 = \frac{56(56+3)}{2} \cdot T_0 =$$

$$= 1652 T_0 = 1652 \cdot 3,3 \cdot 10^{-10} \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 0,5 \text{ мксек.}$$

Следовательно, при длительности импульса $T_{\text{имп}} = 3 \text{ мксек}$ одна шестая часть инжектированных электронов не достигает внешних витков траектории и оказывается потерянной.

При дальнейшем увеличении энергии ускоряемых электронов возрастает число витков траектории и резко возрастает время процесса ускорения (пропорционально n^2) и, следовательно, снижается отношение $T_{\text{имп}}/t_{\text{общ}}$, т. е. к. п. д. микротрона.

Помимо указанной причины, максимальная энергия электронов ограничивается также чисто техническими причинами, в частности, трудностью получения магнитного поля с необходимой степенью однородности, допуски на неоднородность которого пропорциональны $1/n^2$.

Ограничение максимальной энергии величиной тока пучка электронов обусловлено радиационными потерями, которые сильно возрастают при образовании компактных сгустков электронов. В этом случае, как показывает теория, каждый электрон теряет на излучение на единице длины пути энергию, пропорциональную числу электронов в сгустке. Поэтому при слишком большом токе электронного пучка радиационные потери могут нарушить режим резонансного ускорения.

Достоинства и недостатки микротрона

Микротрон, так же как и циклотрон, является ускорителем непрерывного действия, так как захват электронов в режим ускорения происходит при каждом периоде высокочастотного ускоряющего поля. Поэтому средняя интенсивность пучка ускоренных электронов может быть значительно больше, чем у бетатрона или синхротрона. Однако большая мощность, требуемая для возбуждения резонатора, заставляет работать в импульсном режиме с большой скважностью (обычно около 1000), чтобы средняя мощность питания резонатора не превосходила допустимого предела.

Другой отличительной особенностью микротрона является то, что соседние витки траектории электронов проходят на значительном расстоянии друг от друга (около $\frac{\lambda}{\pi}$), что позволяет легко выводить ускоренные электроны из вакуумной камеры с помощью магнитного канала.

По сравнению с другими типами ускорителей на небольшие энергии (5—30 Мэв) микротрон имеет ряд преимуществ. Он

много мощнее бетатрона. Пучок ускоренных электронов обладает более высокой моноэнергетичностью. По сравнению с линейным ускорителем он более прост как по конструкции, так и по высокочастотной системе питания, так как не требует строго определенной частоты, а также значительно проще и надежнее в работе.

Существенным недостатком микротрона является то, что напряженность магнитного поля должна быть, по необходимости, очень малой (1—2 кэ), вследствие чего размеры магнита микротрона оказываются относительно велики.

При современном уровне своего развития микротрон на средние энергии (5—30 Мэв) является достаточно компактным простым и удобным ускорителем и находит практическое применение в качестве источника ускоренных электронов и жесткого тормозного рентгеновского излучения в ядерной физике, медицине и промышленной дефектоскопии.

3-8. Линейный ускоритель электронов

Общие сведения

Рассмотренные в § 3-1 резонансные линейные ускорители не получили развития, как указывалось, из-за малой эффективности и больших технических трудностей, существовавших в то время.

Интерес к линейным ускорителям возродился лишь в 1945 году в связи с большими успехами в развитии высокочастотной радиотехники. К этому времени были разработаны мощные генераторы высокой частоты (3000 Мгц) с импульсной мощностью до 2 Мвт на несколько мксек при частоте повторения до 500 импульсов в секунду. Столь высокие импульсные мощности вместе с достаточно полно разработанной теорией волноводов, а также использование принципа «автофазировки» создали новые возможности для развития линейных ускорителей, которые по своим техническим и экономическим данным оказались способными конкурировать с другими методами ускорения заряженных частиц.

Основными преимуществами линейных ускорителей являются:

- а) практически полное отсутствие потерь на излучение при ускорении электронов;
- б) простота впуска частиц в ускоритель и вывода ускоренных частиц из ускорителя;
- в) стоимость линейных ускорителей приблизительно пропорциональна максимальной энергии частиц, в то время как стоимость циклических ускорителей любого типа пропорциональна примерно кубу максимальной энергии ускоренных частиц.

Для ускорения электронов особенно существенно первое обстоятельство. Как показывает теория [Л. 113], при своем движении по круговой орбите радиуса R , м, частица теряет за 1 оборот на излучение энергию

$$W_R = \frac{6 \cdot 10^{-9}}{R} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^4 \text{ эв}, \quad (3-46)$$

где \mathcal{E} — полная энергия частицы в эв,

\mathcal{E}_0 — энергия покоя частицы в эв, для электрона

$$\mathcal{E}_0 = 0,511 \cdot 10^6 \text{ эв}.$$

Например, при энергии электронов $\mathcal{E} = 10^8$ эв в 100 Мэв — бетатроне с радиусом устойчивой орбиты $R = 0,83$ м потери энергии на излучение за 1 оборот равны:

$$W_R = \frac{6 \cdot 10^{-9}}{0,83} \left[\frac{10^8}{0,511 \cdot 10^6} \right]^4 \approx 11,5 \text{ эв},$$

что при приросте энергии за 1 оборот, равном 656 эв (см. табл. 3-1), составляет

$$\frac{11,5}{656} \cdot 100 \approx 1,8\%.$$

Эта величина возрастает пропорционально четвертой степени энергии электрона. Так, при энергии электронов $\mathcal{E} = 10^9$ эв в синхротроне с радиусом равновесной орбиты $R = 3$ м потери электрона за 1 оборот достигают $3 \cdot 10^4$ эв/об.

При прямолинейном движении электронов таких потерь не возникает.

г) Кроме того, средний ток электронов, который можно получить в линейном ускорителе, значительно (в 60—600 раз) больше среднего тока, который удастся получить в бетатроне или синхротроне. В литературе [Л. 113] приводится формула для вычисления среднего тока, который теоретически можно получить в бетатроне или синхротроне:

$$I_{\text{ср}} = \frac{mc^2}{e} \cdot \frac{\beta^2}{120} \cdot \left(\frac{\Delta}{R_0} \right)^2 \frac{2\pi R_0 f}{c} \cdot \frac{1}{(1 - \beta^2)} [a]. \quad (3-47)$$

где $\frac{mc^2}{e}$ — полная энергия (покоя плюс кинетическая), которой обладали электроны в момент впуска (в эв); β — отношение начальной скорости электрона к скорости света; Δ — средний радиус сечения камеры в см; R_0 — радиус равновесной орбиты в см; f — частота изменения магнитного поля.

Например, синхротрон на 300 Мэв при начальной энергии электронов 10^5 эв ($\beta \approx 0,55$); $\Delta = 7,5$ см; $R_0 = 125$ см и $f = 5$ гц должен иметь средний ток около 1 мка:

$$I_{\text{ср}} = \frac{0,511 \cdot 10^6 + 10^5}{120} \cdot 0,55^2 \left(\frac{7,5}{125} \right)^2 \frac{2\pi \cdot 125 \cdot 5}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{1}{(1 - 0,55^2)} \approx 1 \text{ мка}.$$

Предельная энергия, достижимая в микротроне

Максимальная конечная энергия, которую теоретически можно достичь в микротроне, ограничивается длительностью хода электрона в процессе ускорения, длительностью импульса магнетрона, а также зависит от величины тока пучка электронов.

Дело в том, что увеличение энергии электрона в микротроне связано с увеличением числа витков n его траектории. Так как длительность хода электрона на каждом следующем обороте больше длительности предыдущего на один или несколько периодов высокой частоты, то общее время хода электрона до достижения конечной энергии оказывается довольно значительным по сравнению с длительностью импульса питания резонатора.

В простейшем рабочем режиме, когда $\gamma_0=0$; $\gamma=1$; $C_1=1$ и $C_2=2$, т. е. когда электроны входят первый раз в резонатор с нулевой энергией и энергия, приобретаемая электроном при каждом прохождении через резонатор, равна $\mathcal{E}_0 = m_0 c^2 = 0,511 \text{ Мэв}$, общее время хода электрона до достижения энергии $\mathcal{E}_{\text{кон}} = n\mathcal{E}_0$ выражается формулой

$$t_{\text{общ}} = \frac{n(n+3)}{2} \cdot T_0, \quad (3.45)$$

где n — число витков траектории и T_0 — период высокочастотного ускоряющего поля.

Это время, конечно, ни в коем случае не должно быть больше, чем продолжительность импульса высокочастотного питания резонатора $T_{\text{имп}}$, так как в противном случае ни один электрон не успеет ускориться до конечной максимальной энергии.

Практически должно быть $t_{\text{общ}} < T_{\text{имп}}$. При этом все же те электроны, которые стартовали позже, чем за $t_{\text{общ}}$ до конца импульса, не достигнут внешних витков траектории, так как после выключения резонатора ускоряющее поле быстро затухает и дальнейшее ускорение их прекращается. Такие электроны будут бомбардировать резонатор, вызывая нежелательное жесткое тормозное рентгеновское излучение.

Таким образом, чем больше отношение $T_{\text{имп}}/t_{\text{общ}}$, тем большая часть инжектированных электронов будет ускорена до максимальной конечной энергии.

Так, например, в лондонском микротроне с $\lambda=10 \text{ см}$ на 29 Мэв , работающем в режиме $C_1=1$; $C_2=2$; $\gamma_0=0$; $\gamma=1$ и $n=56$, период высокочастотного поля равен

$$T_0 = \frac{\lambda}{c} = \frac{10}{3 \cdot 10^{10}} \approx 3,3 \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

в общее время процесса ускорения

$$t_{\text{общ}} = \frac{n(n+3)}{2} \cdot T_0 = \frac{56(56+3)}{2} \cdot T_0 =$$

$$= 1652 T_0 = 1652 \cdot 3 \cdot 10^{-10} \approx 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ сек} = 0,5 \text{ мксек.}$$

Следовательно, при длительности импульса $T_{\text{имп}} = 3 \text{ мксек}$ одна шестая часть инжектированных электронов не достигает внешних витков траектории и оказывается потерянной.

При дальнейшем увеличении энергии ускоряемых электронов возрастает число витков траектории и резко возрастает время процесса ускорения (пропорционально n^2) и, следовательно, снижается отношение $T_{\text{имп}}/t_{\text{общ}}$, т. е. к. п. д. микротрона.

Помимо указанной причины, максимальная энергия электронов ограничивается также чисто техническими причинами, в частности, трудностью получения магнитного поля с необходимой степенью однородности, допуски на неоднородность которого пропорциональны $1/n^2$.

Ограничение максимальной энергии величиной тока пучка электронов обусловлено радиационными потерями, которые сильно возрастают при образовании компактных сгустков электронов. В этом случае, как показывает теория, каждый электрон теряет на излучение на единице длины пути энергию, пропорциональную числу электронов в сгустке. Поэтому при слишком большом токе электронного пучка радиационные потери могут нарушить режим резонансного ускорения.

Достоинства и недостатки микротрона

Микротрон, так же как и циклотрон, является ускорителем непрерывного действия, так как захват электронов в режим ускорения происходит при каждом периоде высокочастотного ускоряющего поля. Поэтому средняя интенсивность пучка ускоренных электронов может быть значительно больше, чем у бетатрона или синхротрона. Однако большая мощность, требуемая для возбуждения резонатора, заставляет работать в импульсном режиме с большой скважностью (обычно около 1000), чтобы средняя мощность питания резонатора не превосходила допустимого предела.

Другой отличительной особенностью микротрона является то, что соседние витки траектории электронов проходят на значительном расстоянии друг от друга (около $\frac{\lambda}{\pi}$), что позволяет легко выводить ускоренные электроны из вакуумной камеры с помощью магнитного канала.

По сравнению с другими типами ускорителей на небольшие энергии (5—30 Мэв) микротрон имеет ряд преимуществ. Он

На практике, как это проверено на бетатроне на 20 Мэв, средний ток никогда не превышает 1/10 своей теоретической величины, а часто еще меньше — около 1/100 теоретического значения, т. е. 0,1—0,01 мка. В линейном ускорителе можно получить средний ток около 6 мка, т. е. в 60—600 раз больше [Л. 113]. Таким образом, линейный электронный ускоритель является прибором, который дает мощное жесткое рентгеновское излучение или мощные пучки электронов высокой энергии.

Принцип действия линейного ускорителя с бегущей волной

Из различных предлагавшихся типов линейных ускорителей электронов [Л. 18] наиболее эффективным и наиболее разработанным является линейный ускоритель электронов с бегущей волной.

Впервые ускорение электронов с помощью бегущей волны в волновомоду было осуществлено в 1946 г. Ханзенем в США и Фраем в Англии. В СССР линейные ускорители с бегущей волной разрабатываются и выпускаются ФТИ АН УССР и МИФИ в Москве.

В первой работе Фрая [Л. 143] описан ускоритель, который при длине 40 см ускорял электроны от 45 до 538 кэв. Рабочая длина волны $\lambda_0 = 10$ см и импульсная мощность источника питания (магнетрона) 1 Мвт. В дальнейшем этот ускоритель был увеличен в длину до 2 м, мощность поднята до 2 Мвт [Л. 144] и получены электроны с энергиями до 3,5 Мэв при относительно больших токах (рис. 3-44).

Основной частью линейного ускорителя электронов с бегущей волной является цилиндрический волновод специальной конструкции, в котором распространяется электромагнитная волна очень высокой частоты типа E_{01} . Эта волна имеет составляющую электрического поля, направленную вдоль оси волновода, которая и ускоряет электроны, движущиеся вместе с ней. При этом необходимо, чтобы скорость электромагнитной волны (эта скорость называется «фазовой» скоростью волны) изменялась вдоль волновода в соответствии с возрастанием скорости ускоряемых электронов для того, чтобы они находились «в фазе» с волной и их кинетическая энергия непрерывно возрастала по мере перемещения вдоль волновода.

Для выяснения механизма ускорения электронов бегущей волной рассмотрим рис. 3-32, на котором изображен график осевого распределения напряженности электрического поля волны, поступающей слева направо с амплитудой E в какой-либо момент времени. Если теперь впустить в волновод электрон в точке A с начальной скоростью, равной скорости волны в этой точке, то он будет сохранять свое относительное поло-

же на волне и будет подвержен постоянному ускоряющему полю $E_A = E_0 \cos \theta$, как показано пунктирной линией, где θ — фаза электрона относительно гребня волны (рис. 3-32). Хотя скорость электрона возрастает благодаря ускоряющей силе поля, положение его на волне сохраняется, так как, по условию, волна распространяется вдоль волновода с точно такой же скоростью, что и электрон. Таким образом, электрон ускоряется в волноводе продольным полем бегущей волны подобно суденышку [Л. 30], скользящему вниз по поднимающемуся склону морской волны *).

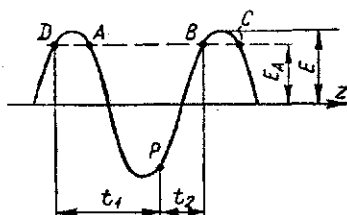


Рис. 3-32. Распределение напряженности электрического поля волны, поступающей слева направо с амплитудой E в какой-либо момент времени t_1 — электроны, захваченные в ускорение; t_2 — электроны потерянные.

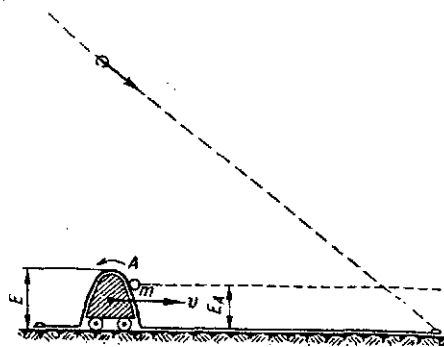


Рис. 3-33. Механическая модель, поясняющая процесс ускорения электронов бегущей волной.

Энергия, приобретаемая электроном после прохождения расстояния z в постоянном ускоряющем поле E_A , равна:

$$W = ezE_0 \cos \theta. \quad (3-48)$$

Обозначая полную энергию (покоя плюс кинетическую) электрона через $\mathcal{E}(z)$ можно вычислить его скорость v_z в любой

* Можно привести другую механическую модель, поясняющую механизм ускорения частицы бегущей волной. Пусть длинная, гибкая тяжелая лента переброшена через стенку синусоидального сечения, укрепленную на тележке, которая может перемещаться вдоль горизонтальной гладкой дорожки (рис. 3-33). Концы ленты закреплены. Если поместить шарик на склоне синусоиды в точку A , то он скатится вниз под действием силы тяжести и приобретет кинетическую энергию, равную $W_k = m \cdot E_A$, где m — вес шарика, E_A — высота точки A . Если же мы будем перемещать тележку слева направо с нарастающей скоростью в соответствии с возрастанием скорости шарика, то он, ускоряясь, сохранит свое относительное положение на склоне поднимающейся ленты на уровне пунктирной линии и к концу дорожки приобретет энергию такую, как если бы он скатился с высоты равной длине дорожки, помноженной на наклон касательной в точке A .

точке z на оси волновода по формуле:

$$\mathcal{E}(z) = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2}} = e z E_0 \cos \vartheta + \mathcal{E}_{\text{вх}}, \quad (3-49)$$

где $\mathcal{E}_{\text{вх}}$ — полная энергия электрона при входе в волновод.

Эта формула (3-49) дает возможность вычислить необходимую фазовую скорость бегущей волны, которая, конечно, должна быть равна скорости электрона $v_w(z) = v_z(z)$.

Здесь следует отметить, что в линейном ускорителе в отличие от резонансных ускорителей электроны не испытывают последовательных толчков, сообщающих им энергию отдельными порциями, а получают энергию непрерывно почти равномерно на протяжении всей длины волновода.

Продольная устойчивость и захват электронов в ускорителе

Легко видеть, что продольной устойчивостью движения обладают те электроны, которые движутся вдоль волновода впереди гребня волны (в точке A или C). При этом условии электроны, случайно опередившие или отставшие от точки A , попадают в такое поле волны, которое соответственно замедлит или ускорит их и таким образом возвратит к фазе стабильной точки A , вокруг которой они будут совершать затухающие колебания. Подобным образом электроны в точке D (или B) находятся в нестабильном равновесии.

Наличие автофазировки приводит к появлению довольно широкой области пригодных входных фаз электронов, что обеспечивает значительную интенсивность пучка ускоряемых электронов.

Если электроны вводятся в волну непрерывно со скоростью, близкой к ее начальной фазовой скорости, то они будут распределены равномерно по всем фазам. Те из них, фаза которых лежит, примерно, между D и P , будут захвачены волной, благодаря автофазировке, и сгруппируются около точки A . Электроны, стартовавшие со слишком большим начальным смещением от стабильной фазы (между P и B), выпадают из синхронизма с волной и будут потеряны.

Величину фазы ϑ — положение стабильного равновесия — а, следовательно, и величину среднего ускоряющего поля E_A , можно изменять надлежащим выбором местного значения скорости волны. С увеличением среднего ускоряющего поля область захвата уменьшается и захват электронов совсем прекращается, когда среднее ускоряющее поле E_A равно амплитудному значению.

Поэтому, чтобы обеспечить захват большого числа электронов в процессе ускорения, стабильная фаза в начале ускорителя

должна быть выбрана далеко впереди гребня, однако ускоряющее поле все же не должно быть слишком малым.

После того как захват и группирование электронов установились, можно, снова изменением фазовой скорости, сдвинуть положение стабильной фазы ближе к гребню волны, чтобы увеличить ускорение на единицу длины волновода.

Радиальная фокусировка

При рассмотрении процесса ускорения и условий продольной устойчивости электронов в волноводе не учитывалось, что в бегущей электромагнитной волне имеются (в области устойчивой фазы) радиальные компоненты электрического поля, которые действуют на электроны дефокусирующим образом. Компенсация дефокусирующих сил обычно достигается наложением параксиального магнитного поля, создаваемого специальными фокусирующими катушками, напряженность которого (пропорциональная $\frac{1}{V\epsilon}$) должна быть больше критического значения

$$H_z = \frac{1}{300} \left[\frac{4\epsilon_0 E_0 \sin \theta}{\epsilon} \cdot \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{c}{z} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ эрстед}, \quad (3-50)$$

где $\epsilon_0 = 0,511 \cdot 10^6$ эв — энергия покоя электрона;

ϵ — полная энергия электронов в эв;

E_0 — амплитуда ускоряющего поля в в/см;

λ_0 — длина волны в см;

θ — фаза электрона относительно гребня волны;

z — фазовая скорость волны.

Оказывается, что с увеличением скорости электронов дефокусирующий эффект поля уменьшается и при приближении ее к скорости света необходимость в фокусировке отпадает.

Некоторые сведения из теории волноводов

Из изложенного видно, что идея линейного ускорителя с бегущей волной проста, однако, при осуществлении такого ускорителя встречаются очень большие трудности теоретического (расчетного) и практического (технологического) характера.

Чтобы ускорять электроны этим методом, необходимо создать бегущую электромагнитную волну с осевой компонентой электрического поля и нарастающей фазовой скоростью в соответствии с ростом скорости электронов на всем протяжении волновода.

До 1945 г. не существовало метода создания волноводов с такими свойствами [Л. 144], хотя волноводы с продольной

составляющее электрического поля и фазовой скоростью, близкой к скорости света были известны в радиотехнике СЕЧ.

При распространении электромагнитных волн по двухпроводной передающей линии электрическая и магнитная составляющие поля направлены перпендикулярно друг к другу и к направлению распространения (рис. 3-34). Такая волна называется поперечной электромагнитной волной и обозначается символом ТЕМ. Очевидно, такая волна не может служить для ускорения электронов, так как не содержит продольной составляющей электрического поля.

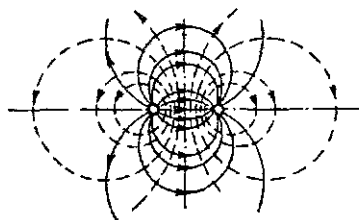


Рис. 3-34. Структура электрического и магнитного полей бегущей волны типа ТЕМ в двухпроводной передающей линии.

Нужную конфигурацию электрического и магнитного полей можно получить в волноводах.

Волновод представляет собою металлическую трубу обычно прямоугольного или круглого сечения

и предназначается для передачи электромагнитной энергии сверхвысокой частоты. Передаваемая по волноводу энергия заключается в электромагнитном поле, которое полностью находится внутри волновода. Поэтому волновод не имеет потерь на излучение.

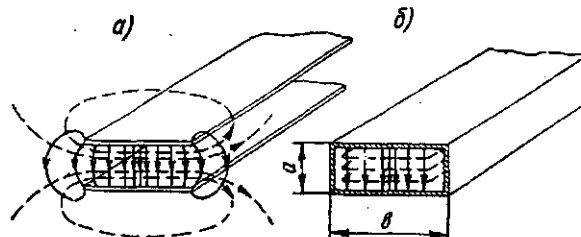


Рис. 3-35. Изменение структуры электрического и магнитного полей при присоединении боковых стенок.

При переходе от двухпроводной передающей линии к волноводу происходит ряд существенных изменений в распределении электрической и магнитной компонент электромагнитной волны и в характере ее распространения.

Прежде всего следует отметить, что в волноводе не могут существовать поперечные электромагнитные волны типа ТЕМ. На рис. 3-35, а изображено расположение электрических и магнитных силовых линий волны ТЕМ в двухпроводной линии, состоящей из двух широких полос, а на рис. 3-35, б — силовых

линий в прямоугольном волноводе. В последнем случае, при добавлении боковых стенок, напряженность электрического поля уменьшается до нуля при приближении к боковой стенке, а магнитные силовые линии остаются поперечными в середине сечения волновода, искривляются при приближении к боковым стенкам и образуют замкнутые петли, лежащие в плоскостях, параллельных широким стенкам, окружая токи смещения и получая таким образом продольные составляющие.

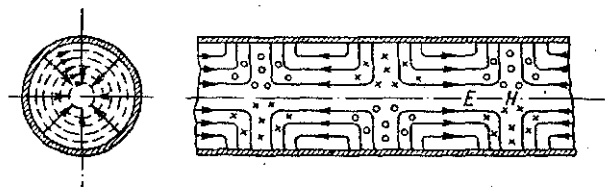


Рис. 3-36. Структура электрического E и магнитного H полей в круглом волноводе при бегущей волне типа E_{01} .

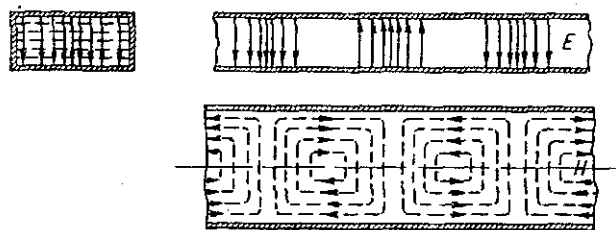


Рис. 3-37. Структура электрического E и магнитного H полей в прямоугольном волноводе при бегущей волне типа H_{01} .

В волноводе могут распространяться волны следующих типов:

а) электрические волны E , называемые также поперечно-магнитными TM , которые имеют продольную составляющую электрического поля, а магнитное поле находится в плоскости, перпендикулярной оси цилиндрического волновода (рис. 3-36);

б) магнитные волны H , называемые также поперечно-электрическими TE , которые имеют продольную составляющую магнитного поля, а электрическое поле лежит в плоскости, перпендикулярной оси волновода (рис. 3-37).

Могут быть также волны других видов, для обозначения которых применяют индексы, например, E_{01} , E_{11} , ..., H_{01} , H_{11} , ...

Любой тип волны может быть представлен как результат движения внутри волновода обычных TEM электромагнитных

волн, попеременно отражающихся от противоположных его стенок.

Важной особенностью волновода является также то, что вдоль волновода возможно распространение только очень коротких волн, длина которых одного порядка или меньше поперечных размеров волновода. Для каждого волновода, в зависимости от формы и размеров его сечения, существует наибольшая, предельная или критическая длина волны $\lambda_{кр}$, которая еще может распространяться в волноводе.

Величина критической длины волны для прямоугольного волновода может быть определена из рис. 35, б. Так как на

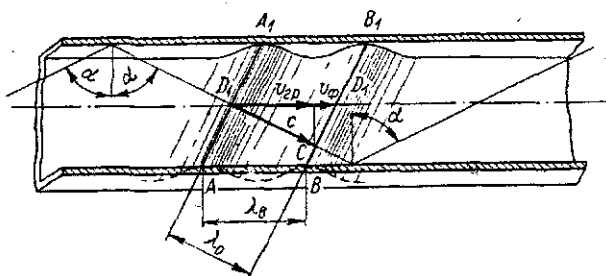


Рис. 3-38. Соотношения между фазовой и групповой скоростями и между длинами волн в свободном пространстве λ_0 и в волноводе λ_g .

широкой стороне сечения волновода должна укладываться половина волны, то

$$\frac{\lambda_{кр}}{2} = b \text{ или } \lambda_{кр} = 2b. \quad (3-51)$$

Для круглого волновода критическая длина волны типа E_{01} равна

$$\lambda_{кр} = 2,62R. \quad (3-52)$$

Таким образом, по волноводу могут распространяться электромагнитные волны с длиной волны, меньшей критической

$$\lambda_0 < \lambda_{кр}. \quad (3-53)$$

Для круглого волновода обычно выбирают радиус равным

$$R = 0,45\lambda_0. \quad (3-54)$$

Не менее важной особенностью распространения электромагнитной волны в волноводе является то, что длина волны и скорость ее распространения в волноводе значительно отличаются от длины волны и скорости распространения в свободном пространстве. На рис. 3-38 показан прямоугольный волновод, в продольном разрезе вдоль которого распространяется,

отражаясь от стенок, одна из плоских волн. Отраженную волну не рассматриваем. Фронт (гребень) волны, падающей под углом α на боковую стенку волновода, пересекает чертеж по линии AA_1 и перемещается со скоростью света c по направлению вектора C . В любой точке фронта электрическое и магнитное поля имеют одинаковую фазу.

Через промежуток времени T , равный периоду колебаний, гребень (фронт) волны AA_1 переместится вдоль вектора C и займет положение BB_1 . Нетрудно видеть, что участки волны с постоянной фазой поля прошли вдоль волновода путь DD_1 больший, чем в направлении распространения волны DC . Это значит, что фазовая скорость волны вдоль волновода v_ϕ больше скорости света c и равна

$$v_\phi = \frac{c}{\sin \alpha}. \quad (3-55)$$

Так как траектория пути волны в волноводе зигзагообразна, то скорость распространения радиочастотной энергии, связанной с волной, оказывается меньше скорости света. Она называется групповой скоростью $v_{гр}$, и, очевидно, равна проекции скорости света на ось волновода

$$v_{гр} = c \sin \alpha. \quad (3-56)$$

Таким образом, в обычном гладкостенном волноводе фазовая скорость больше скорости света, а групповая скорость меньше скорости света:

$$v_\phi > c; \quad v_{гр} < c; \quad \text{и} \quad v_\phi \cdot v_{гр} = c^2. \quad (3-57)$$

Из рис. 3-38 видно, что длина волны в гладкостенном волноводе λ_B всегда больше волны в свободном пространстве λ_0 :

$$\lambda_B = \frac{\lambda_0}{\sin \alpha}. \quad (3-58)$$

Существует общая зависимость между λ_B , $\lambda_{кр}$ и λ_0 , справедливая как для прямоугольного, так и круглого волновода.

$$\lambda_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \quad (3-59)$$

Диафрагмированный волновод

Поскольку в гладкостенном волноводе электромагнитная волна распространяется с фазовой скоростью, превышающей скорость света, то такие волны не могут ускорять электроны.

Чтобы сделать их пригодными для ускорения электронов, нужно найти средство для понижения и регулирования их фазовой скорости. Это можно сделать, например, расположив