

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

В. ВЕКСЛЕР, Л. ГРОШЕВ, Н. ДОБРОТИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

В. ВЕКСЛЕР, Л. ГРОШЕВ, Н. ДОБРОТИН

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА 1940 ЛЕНИНГРАД

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ
Под общей редакцией акад. С. И. Вавилова

Ответственный редактор проф. Д. В. Скобельцын

Редактор Изд-ва З. Н. Перля

Технический редактор А. П. Дронов.

Корректор А. С. Шамбай

Сдано в набор 29/XI 1988 г. Подписано в печати 13/XII 1989 г. Формат 80×92 $\frac{1}{16}$. Бум. л. 10 $\frac{1}{2}$.
Объем 20 $\frac{1}{4}$ п. л. В 1 п. л. 46000 печ. зн., уч.-авт. л. 22,5. Тираж 3000 экз. Уполн. Гл.литы
№ А-759. АНИ № 1054. Заказ № 5446. Цена 7 руб. Пер. 1 руб.

1-я Образцовая типография ОГИЗа РСФСР треста „Полиграфкинга“. Москва, Валовая, 28.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследование атомного ядра и космических лучей развивается за последние годы исключительно быстрыми темпами. Естественно, что наряду с весьма широким размахом экспериментальных работ в этой области идет и быстрое усовершенствование самих методов исследования. Методы эти, однако, еще недостаточно полно изучены, и применяемые приборы имеют индивидуальный характер. Это обстоятельство требует критического отношения к применяемым установкам, отсутствие которого приводит иногда к принципиально неверным выводам, как это было, например, с нашумевшими опытами Шэнкленда, якобы доказавшего неприменимость законов сохранения к элементарным процессам.

Вместе с тем, отличительной чертой большинства журнальных статей, посвященных работам по атомному ядру, является то, что в них весьма мало внимания уделяется методической стороне работы. Это приводит не только к излишним затруднениям при чтении работ, но и к недоразумениям по существу, особенно при сопоставлении результатов, полученных при помощи разных методов.

Важной особенностью методов, используемых при изучении атомного ядра, является то, что они подводят нас к изучению отдельных элементарных процессов. Поэтому эти методы отличаются исключительно высокой чувствительностью. В связи с этим некоторые из таких методов могут быть использованы не только в физике атомного ядра, но и в других областях науки и техники. Так, например, счетчики могут быть использованы для измерения весьма слабого ультрафиолетового и видимого света. Вследствие этого они применяются при некоторых оптических исследованиях, а также в биологии (например, при работах с митогенетическим излучением). Пропорциональные усилители, несомненно, с большим успехом могут быть использованы не только при структурном рентгенографическом анализе, но и в исследованиях различных биологических объектов при помощи рентгеновских лучей. Они с успехом могут применяться и при техническом просвечивании различных материалов. Камера Вильсона в последнее время с успехом используется и для исследования механизма некоторых видов газового разряда. Можно привести еще много примеров того, как в различных областях науки и техники применяется методика, первоначально разработанная для изучения ядерных явлений.

С другой стороны, за последние годы стало сильно расширяться использование самой радиоактивности. Достаточно ука-

зать на быстро развивающийся метод радиоактивных индикаторов. После открытия искусственной радиоактивности применение этого метода открывает новую главу в химии. Весьма быстро развивается и радиотерапия, для которой искусственная радиоактивность тоже открывает широчайшие возможности.

Крупнейшие научные открытия, сделанные за последние годы в физике атомного ядра, вызвали живейший интерес к этой области физики. Ею интересуются не только представители смежных областей науки, но и самые широкие круги читателей. Вместе с тем ясно, что без знакомства с методами исследования сколько-нибудь глубокое усвоение этой области невозможно. В тех же случаях, когда физика атомного ядра изучается с целью так или иначе использовать ее достижения в других областях науки и техники, необходимо детальное знакомство с методами, применяемыми в этой области.

Все это настоятельно указывает на необходимость в литературе, специально посвященной описанию методов, применяемых в физике атомного ядра. К сожалению, подобные работы, насколько нам известно, отсутствуют не только в русской, но и в иностранной литературе. Предлагаемая книга является, повидимому, первой попыткой такого рода.¹

В соответствии с соображениями, изложенными выше, авторы отказались от рассмотрения некоторых вопросов, имеющих узко специальный характер (например масс-спектрограф). Кроме того, нами совершенно не затронут вопрос о методах получения быстрых частиц. Это настолько большая область, что сколько-нибудь подробное рассмотрение ее невозможно в рамках нашей книги.

При описании тех или иных методов авторы стремились дать по возможности ясную картину физических процессов, останавливаясь главным образом на принципиальной стороне дела, а не на деталях различных конструкций.

Авторы надеются, что книга может принести пользу не только лицам, интересующимся вообще физикой атомного ядра, но и тем, кто непосредственно работает в этой области, и тем, кто намерен использовать методы ядерной физики в других областях науки.

При составлении книги, помимо литературы, указанной в тексте, были использованы:

- Handbuch d. Physik, Bd. XIV, XXII/2;
Handbuch d. Experimentalphysik, Bd. 15;
E. Rutherford, I. Chadwick, C. D. Ellis: Radiations from Radioactive Substances. Cambridge, 1930.
M. P. Curie: Radioactivité. Paris, 1935.
St. Meyer, E. Schweißler: Radioaktivität. Leipzig, 1927.
А. Энгель, М. Штенбек: Физика и техника электрического разряда. ОНТИ, 1936.

¹ После сдачи рукописи этой книги в производство появилась книга J. Thibaud. Quelques techniques actuelles en physique nucléaire. Paris, 1938. Характер ее, однако, в значительной мере отличается от характера этой книги.

ГЛАВА I

МЕТОД СЦИНТИЛЛЯЦИЙ

Метод сцинтилляций сыграл большую роль при исследовании вопроса о строении атома и радиоактивных явлениях. Можно указать хотя бы только на то, что с помощью этого метода было выполнено исследование рассеяния α -частиц атомами вещества. Эти исследования привели, как известно, к одному из наиболее крупных завоеваний физики — к установлению нуклеарной теории строения атома. Этот же метод позволил впервые установить не менее существенный факт — искусственное расщепление ядер атомов α -частицами.

Метод сцинтилляций применяется в тех случаях, когда нужно считать относительно небольшое число α -частиц или быстрых протонов. Преимуществом этого метода является его простота и наглядность, а также и то, что он может применяться для счета частиц в присутствии γ -излучения. Главным недостатком является его субъективность. Кроме того, пользование этим методом связано с большим утомлением.

По этим причинам метод сцинтилляций в настоящее время практически совсем не применяется: он заменен более совершенным объективным методом счета тяжелых заряженных частиц — счетчиками и пропорциональными усилителями (см. гл. III и IV). Однако, несмотря на это, историческая роль метода сцинтилляций очень велика, и поэтому мы довольно подробно останавливаемся на его описании.

Сущность метода сцинтилляций состоит в следующем. Известно, что экран из фосфоресцирующего сернистого цинка светится под действием падающего на него α -излучения. В 1903 г. Крукс [1] и Эльстер и Гейтель [2] показали, что если рассматривать такой светящийся экран через увеличительное стекло в темном помещении, то на нем можно заметить появление отдельных кратковременных вспышек — сцинтилляций. В дальнейшем было установлено, что каждая из этих вспышек создается отдельной α -частицей, попадающей на экран.

Вскоре после открытия сцинтилляций Крукс построил для их наблюдения простой прибор, так называемый «спиртарион».

Этот прибор (рис. 1, справа дан внешний вид прибора) состоит из трубки, на одном конце которой располагается экран *B* из сернистого цинка, на другом лупа *C*. На расстоянии нескольких миллиметров от экрана помещается иголка *A*, на конце которой находится кручинка радия.¹ Рассматривая экран через лупу, можно видеть на нем кратковременные вспышки,² появляющиеся в различных местах экрана. Значение построенного Круксом спиритарископа очень велико, — он позволил физикам впервые наблюдать действие отдельных атомарных частиц.

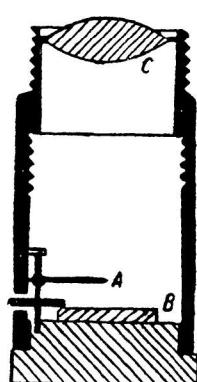


Рис. 1.

α -частицы вызывают сцинтилляции не только в сернистом цинке, но и в ряде других веществ, например в алмазе. Однако в этих случаях при одной и той же энергии α -частиц сцинтилляции много слабее. Поэтому во всех работах для счета сцинтилляций применяются экраны из сернистого цинка.

Сцинтилляции вызываются также быстрыми протонами с энергией порядка нескольких миллионов вольт. Это обстоятельство позволило применять метод сцинтилляций почти во всех ранних работах (приблизительно до 1929 г.) по искусственноому расщеплению атомных ядер α -частицами,

поскольку в этом случае почти всегда из ядер выбиваются быстрые протоны. Однако сцинтилляции, вызываемые протонами, много слабее сцинтилляций от α -частиц. Поэтому наблюдение их связано с большими трудностями.

При некоторых условиях, при облучении экрана из сернистого цинка электронами также наблюдаются слабые вспышки. Однако они вызываются не отдельными электронами: они возникают только в тех случаях, когда на один и тот же кристаллик сернистого цинка попадает одновременно сравнительно большое число электронов. Поэтому такие вспышки, обусловленные статистическими флуктуациями в числе попадающих на кристаллик электронов, не могут быть использованы для счета отдельных электронов.

Следует отметить, что при увеличении числа попадающих на данный экран электронов число вспышек также увеличивается,

¹ В спиритарископах, применяемых иногда в настоящее время, например при геологическом разведке радиоактивных руд, слой сернистого цинка располагаются на стороне экрана, противоположной лупе, а источник α -частиц помещается вне спиритарископа, перед экраном. Сернистый цинк в этом случае наносится тонким слоем на стекло или слюду.

² По измерениям Буда и Вертенштейна, длительность сцинтилляции — порядка 10^{-4} сек.

но только до определенного предела, по достижении которого оно снова начинает уменьшаться. Это объясняется тем, что с увеличением числа попадающих на экран электронов возрастает вероятность одновременного попадания нескольких электронов на один и тот же кристаллик сернистого цинка. Однако одновременно с этим увеличивается число слабых вспышек, не замечаемых глазом на фоне общего свечения экрана. Вследствие этого число наблюдаемых на экране вспышек уменьшается. И, наконец, при достаточно сильном общем свечении все отдельные вспышки пропадают.

Вспышки, создаваемые β -излучением, которое одновременно с α -излучением испускается некоторыми радиоактивными источниками, обычно довольно легко устраняются. Для этого стоит только создать перед источником соответствующим образом направленное магнитное поле, которое предохранит экран от попадания на него электронов, поскольку они легко отклоняются магнитным полем.

Поэтому можно вообще считать, что в таких условиях вспышки от β -излучения не являются существенной помехой при счете сцинтилляций.

γ -лучи никаких вспышек на экране не вызывают, создавая лишь общее его свечение. Это обстоятельство очень существенно, так как оно позволяет, как уже отмечалось выше, применять метод сцинтилляции для счета α -частиц в присутствии сильного γ -излучения.

Обратимся теперь к рассмотрению отдельных деталей метода сцинтилляции.

Для счета возникающих на экране сцинтилляций применяют обычно микроскопы с сравнительно небольшим увеличением¹ (несколько десятков раз). Однако эти микроскопы должны иметь светосильные объективы для того, чтобы собирать от каждой сцинтилляции возможно большее количество света. Это очень существенно в виду малой интенсивности света сцинтилляции. Чем большая часть света от данной сцинтилляции попадает в объектив микроскопа (при данном увеличении микроскопа), тем меньше вероятность того, что эта сцинтилляция будет пропущена при счете, и наоборот. Это иллюстрируется кривой рис. 2. Здесь по оси абсцисс (сверху) отложена доля полного света сцинтилляции, попадающая на объектив микроскопа, по оси ординат — число считаемых частиц, выраженное в процентах от числа попадающих на экран частиц. Кривая 1 получена Харитоном и Ли [4] для α -частиц с пробегом 2.7 см воздуха. Применявшийся ими микроскоп имел увеличение 50. Уменьшение доли полного света сцинтилляции, попадающей в микроскоп, произво-

¹ Сопоставление различных микроскопов, применявшимся в Кембридже и Вене для счета сцинтилляций от быстрых протонов, произведено детально Хаше [3].

дилось изменением числовой апертуры микроскопа с помощью диафрагм, помещаемых на объектив.¹

Приведенная на рис. 2 кривая показывает, что для того, чтобы считать каждую возникающую на экране сцинтиляцию, необходимо использовать часть полного света сцинтиляции, не меньшую некоторого предельного значения.

Следует, однако, иметь в виду, что в различных условиях работы эти предельные значения неодинаковы (например, у Карлик [5] это соответствовало величине, приблизительно в 2 раза большей, чем у Харитона, как показывает кривая 2 того же рисунка).

Ввиду того, что сцинтиляции очень слабы, при их подсчете приходится работать так называемым адаптированным глазом,

т. е. глазом, привыкшим к темноте. Обычно перед началом счета наблюдатель находится в темном помещении в течение 20—30 мин.

В связи с этим при работе методом сцинтиляции приходится встречаться со следующим обстоятельством. Так как работа производится в темном помещении со слабыми световыми

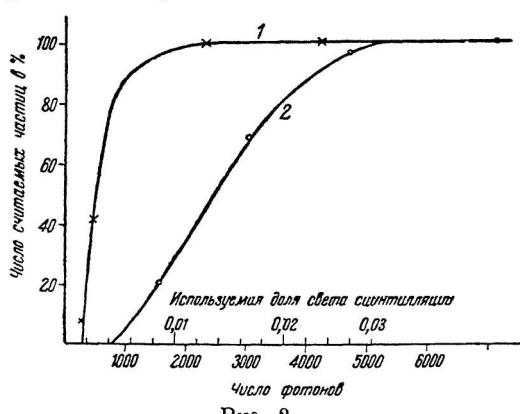


Рис. 2.

вспышками, то наблюдателю довольно трудно все время держать глаз фиксированным на экран. Поэтому иногда после зрения глаза будет перемещаться с экрана на другие предметы. Вследствие этого будет наблюдаться пропуск в счете сцинтиляций. Для устранения отмеченного недостатка стараются глаз фиксировать на экран введением дополнительных приспособлений. Например, можно экран освещать слабым светом. Тогда наблюдатель видит все время перед собою освещенную поверхность и фиксирует на нее глаз. Для такого освещения экрана можно воспользоваться, например, окуляром Гаусса.²

Другой способ фиксирования глаза на экран был применен Петерсоном и Киршем, а также Вертенштейном. Микроскоп

¹ Если обозначить через A числовую апертуру, то часть света сцинтиляции, попадающая на объектив, будет даваться следующим выражением:

$$\frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - A^2} \right).$$

² Этот метод впервые был применен Реверфордом для того, чтобы исключить изменение общего свечения экрана, связанного с изменением интенсивности γ -излучения при распаде радиоактивного вещества источника α -частиц.

Петерсона и Кирша [6] изображен на рис. 3. В нем, в отличие от прямого микроскопа, между объективом и окуляром помещена призма полного внутреннего отражения, изменяющая направление хода световых лучей.¹

Для фиксирования глаза ими применено следующее приспособление. На окулярной диафрагме *B* со стороны глаза помещается кольцо из белой бумаги. Оно освещается светом радиоактивной краски, нанесенной на кольцо *R* со стороны, обращенной к диафрагме *B*. При правильном положении глаза наблюдатель должен видеть все освещенное бумажное кольцо; при неправильном — часть кольца будет уходить из поля зрения. Этим обстоятельством и пользуются для фиксирования направления глаза.

В нормальных условиях глаз не может правильно считать ни очень большое, ни очень малое число сцинтилляций. Наилучшие условия для счета сцинтилляций получаются тогда, когда их число лежит между 20 и 40 в минуту. При числе большем 50 в минуту счет сцинтилляций может быть искажен, так как, вследствие пространственных и временных флуктуаций в их числе, глаз иногда не будет успевать сосчитать все возникающие сцинтилляции. Поэтому в тех случаях, когда число наблюдаемых сцинтилляций велико, приходится видоизменять условия опыта так, чтобы их число уменьшалось до 20—40 в минуту. Чадвик, например, применял для этого вращающийся диск с радиальными прорезями. По ширине прорезей и скорости вращения диска можно было установить точно, какая часть α -частиц попадает на экран при наличии диска. При счете очень малого числа сцинтилляций, например меньше 5 в минуту, оказываются тоже пропуски в счете, ввиду длительного напряжения глаза при ожидании сцинтилляций. Поэтому здесь приходится применять некоторые меры для увеличения их числа. У Резерфорда и Чадвика, например, это достигалось тем, что для счета сцинтилляций применялся микроскоп с большим полем зрения (и большой числовой апертурой). При этом авторы сознательношли на ухудшение резкости изображения.

Следует отметить, что даже в наилучших условиях счет сцинтилляций быстро утомляет глаз, вследствие чего глаз начинает пропускать некоторые вспышки. Поэтому один и тот же наблюдатель должен работать сравнительно недолго.² Если по ходу

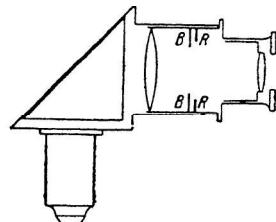


Рис. 3.

¹ Применяя такой микроскоп, можно защитить глаз от вредного действия γ -лучей, поместив между источником и глазом соответствующие свинцовые фильтры.

² Резерфорд [7], например, рекомендует после каждой минуты счета делать минутную паузу. При этом один и тот же наблюдатель не должен

работы счет сцинтилляций должен производиться в течение длительного времени, то приходится наблюдателей менять. Правда, при такой замене наблюдателей не следует забывать о том, что подсчет сцинтилляций является субъективным и зависит от индивидуальных свойств считающего. Опыт показывает, что, действительно, различные наблюдатели считают различный процент вспыхивающих на экране сцинтилляций. Для исключения ошибок, могущих возникнуть по этим причинам, Гейгер и Вернер [8] предложили использовать для счета сцинтилляций следующий прием. Один и тот же экран из сернистого цинка рассматривается одновременно двумя наблюдателями с помощью двух одинаковых микроскопов; при этом экран имеет настолько малые размеры, что все его кристаллики сернистого цинка находятся в поле зрения микроскопов. Оба наблюдателя отмечают появление сцинтилляций с помощью соответствующих ключей, делающих отметку каждой вспышки на движущейся ленте. Если бы оба наблюдателя считали сцинтилляции идеально, то на ленте имелись бы лишь совпадающие отметки первого и второго. Однако ни один из наблюдателей не считает идеально. Иногда будут регистрироваться сцинтилляции, отмеченные только первым или только вторым наблюдателем. В соответствии с этим на движущейся ленте получаются одиночные отметки: Обозначим через N действительное число сцинтилляций, появившихся на экране за достаточно большой промежуток времени. Пусть λ_1 даст вероятность того, что первый наблюдатель увидит в поле зрения своего микроскопа сцинтилляцию, появившуюся на экране. Тогда этот наблюдатель за рассматриваемый промежуток времени отметит на ленте N_1 сцинтилляций, где $N_1 = \lambda_1 N$. Обозначая соответствующую вероятность для второго наблюдателя через λ_2 , будем иметь для числа отмеченных им за тот же промежуток времени сцинтилляций $N_2 = \lambda_2 N$. С другой стороны, число совпадающих отметок на ленте будет равно $C = \lambda_1 \lambda_2 N$. Подставляя сюда λ_1 и λ_2 , взятые из предыдущих соотношений, получаем:

$$C = \frac{N_1 N_2}{N} \quad \text{или же} \quad N = \frac{N_1 N_2}{C}.$$

По имеющимся на ленте записям можно определить N_1 , N_2 и C , а по ним из вышеприведенных соотношений можно найти действительное число сцинтилляций N и, кроме того, «эффективность» данных наблюдателей λ_1 и λ_2 .

Гейгер и Вернер работали с установкой, схематически изображенной на рис. 4. Они считали число сцинтилляций, создаваемых α -частицами, попадавшими от источника P на маленький экран L из сернистого цинка, помещенный между двумя микро-

читать большие нескольких дней в неделю, приблизительно по часу в день.

скопами M_1 и M_2 . Для трех наблюдателей они получили следующие значения «эффективности»:

$$\lambda_1 = 0.884; \quad \lambda_2 = 0.904; \quad \lambda_3 = 0.917.$$

Таким образом, эти наблюдатели пропускали при счете соответственно 12, 10 и 8% числа сцинтилляций, возникающих на экране.

Впоследствии значения «эффективности» для большого числа наблюдателей были определены Чадвиком [9] для микроскопа с числовой апертурой 0.45. Полученные им результаты показали, что для α -частиц с пробегом в несколько сантиметров воздуха наблюдатель, не привыкший еще к счету сцинтилляций, насчитывает приблизительно 80%. Однако довольно скоро наблюдатель начинает считать до 95%.

Для слабых сцинтилляций, создаваемых α -частицами с пробегами в несколько миллиметров воздуха, соответствующие цифры равны 60—70, 90% и больше. Приблизительно то же самое наблюдается при счете слабых сцинтилляций, вызываемых Н-лучами.¹

При счете сцинтилляций существенную роль играет также качество применяемого экрана из сернистого цинка. Однако прежде

чем разбирать вопрос, от чего зависит качество экрана, рассмотрим, какие экраны применяются для счета сцинтилляций и каким образом они изготавливаются. Обычно применялись экраны двух типов. Экраны первого типа представляют собою сравнительно толстый слой сернистого цинка, нанесенного на какую-нибудь подкладку. С таким экраном наблюдение сцинтилляций производится с той же стороны, откуда падают на слой α -частицы. Поэтому подобный экран может быть непрозрачным. Такие экраны применялись, например, в спиртарионе Крукса (рис. 1) и в некоторых работах Венского радиевого института по вопросу о расщеплении атомных ядер α -частицами. Однако круг применения таких экранов очень ограничен.

В последующих работах почти всегда применялись экраны другого типа, в которых сернистый цинк в виде очень тонкого слоя наносится на прозрачную подкладку (пластиинки стекла, кварца, слюды) и сцинтилляции наблюдаются со стороны этой подкладки (рис. 5). При работе с такими слоями только в очень редких случаях сцинтилляции считаются со стороны светя-

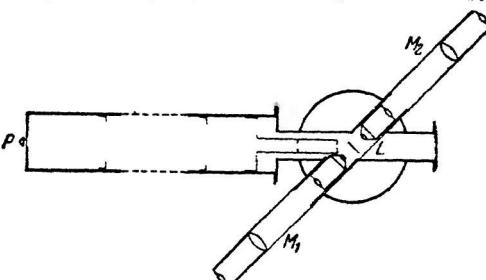


Рис. 4.

¹ Н-лучами называются быстрые протоны, выбиваемые α -частицами.

щегося слоя, например при счете двумя микроскопами на одном и том же экране (рис. 4). Для прозрачных экранов существенно, чтобы сернистый цинк распределялся по поверхности прозрачной пластиинки в виде однородного и достаточно тонкого слоя. Иначе свет сцинтилляций будет задерживаться в этом слое, ухудшая тем самым условия их счета. В дальнейшем речь будет идти лишь об экранах второго типа.

Такие фосфоресцирующие экраны изготавливаются обычно следующим образом. Из технического сернистого цинка¹ (фосфора) берутся мелкие кристаллики приблизительно одинаковых размеров. Это может быть сделано, например, взвешиванием кристалликов в жидкости. После удаления быстро выпавших крупных частиц из жидкости в течение некоторого времени выпадет более

или менее однородный порошок сернистого цинка. Полученный таким образом порошок высевается через мелкое сито на прозрачную пластиинку, смазанную каким-нибудь жирным веществом. Иногда порошок взвешивается в спирте и затем выливается на пластиинку. В этом случае кристаллики сернистого цинка осаждаются на поверхности пластиинки. После испарения спирта на ней получается слой сернистого цинка, который держится достаточно крепко для того, чтобы пластиинку можно было перенести и укрепить на соответствующее место аппарата. В некоторых случаях для укрепления кристалликов сернистого цинка употребляют какое-нибудь связывающее вещество, например сильно разведенное терпентинное масло, раствор канадского бальзама в кисилоле, или один из лаков.² Однако нужно иметь в виду, что при употреблении лаков получаются экраны, дающие спонтанные сцинтилляции.³ Эти сцинтилляции возникают вследствие триболюминесценции, имеющей место, например, при разрывах отдельных кристалликов, происходящих в процессе затвердевания

статьи.

¹ Свечение сернистого цинка под действием радиаций наблюдается лишь в тех случаях, когда к нему в малых количествах примешаны атомы постоянных металлов, напр. Cu, Mn и др. Такие примеси как раз имеются в техническом сернистом цинке. По данным Томашека, оптимальные условия свечения получаются для Cu в том случае, когда эта примесь присутствует в сернистом цинке в количестве 0.02% по весу.

² Этот метод применяется для изготовления более устойчивых экранов; в частности он применяется для укрепления сернистого цинка на изогнутых экранах, которые иногда употребляются с целью устранения недостатков микроскопа, связанных с искривлением плоскости изображения.

³ В некоторых случаях спонтанные сцинтилляции вызываются радиоактивными загрязнениями слоя. Поэтому при изготовлении экранов следует избегать таких загрязнений.

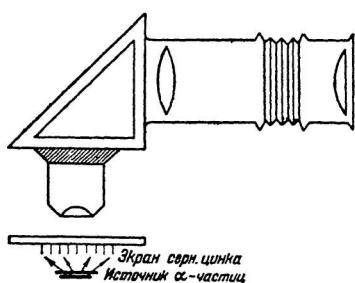


Рис. 5.

статьи.

¹ Свечение сернистого цинка под действием радиаций наблюдается лишь в тех случаях, когда к нему в малых количествах примешаны атомы постоянных металлов, напр. Cu, Mn и др. Такие примеси как раз имеются в техническом сернистом цинке. По данным Томашека, оптимальные условия свечения получаются для Cu в том случае, когда эта примесь присутствует в сернистом цинке в количестве 0.02% по весу.

² Этот метод применяется для изготовления более устойчивых экранов; в частности он применяется для укрепления сернистого цинка на изогнутых экранах, которые иногда употребляются с целью устранения недостатков микроскопа, связанных с искривлением плоскости изображения.

³ В некоторых случаях спонтанные сцинтилляции вызываются радиоактивными загрязнениями слоя. Поэтому при изготовлении экранов следует избегать таких загрязнений.

лака. Поэтому при работе с подобными экранами следует время от времени проверять и учитывать эти сцинтиляции.

При изготовлении фосфоресцирующих экранов для счета сцинтиляций наиболее подходящими оказываются кристаллики с линейными размерами 10—40 μ . Из кристаллов больших размеров получается слишком толстый слой, так как для получения хорошего покрытия поверхности пластинки активным веществом обычно приходится делать слой толщиной в несколько кристалликов. С другой стороны, для более мелких кристалликов создаются также неблагоприятные условия, потому что в этом случае сцинтиляции получаются недостаточно яркими.

Обычно в экранах, приготовленных из сернистого цинка, в большей или меньшей мере всегда встречаются места, на которых не имеется активных кристаллов. Такими местами могут являться различные неактивные включения и промежутки между отдельными кристалликами. Вследствие этого не все попадающие на экран α -частицы вызывают на нем сцинтиляции. По этой причине в тех случаях, когда производится абсолютный подсчет числа α -частиц, для устранения этого недостатка приходится вводить для каждого применяемого экрана так называемый «фактор экрана», показывающий, какой процент падающих на экран α -частиц вызывает на нем появление сцинтиляций. Его можно вычислить, например, как это делали Гейгер и Вернер, если определить под микроскопом с большим увеличением часть поверхности экрана, не закрытую кристалликами сернистого цинка, а также процент неактивных кристаллов в применяемом порошке (просмотром большого числа отдельных кристалликов). Для особо тщательного изготовления экранов, например, у Гейгера и Вернера при подсчете числа α -частиц, испускаемых 1 г радия, фактор экрана практически равен 100%. Однако по данным сотрудников Венского радиевого института для их различных экранов он составляет 60—80%.

Применяемые для счета сцинтиляций экраны из сернистого цинка по мере их употребления меняют свои свойства. У них наблюдается своего рода явление старения. Оно проявляется прежде всего в том, что яркость сцинтиляций, вызываемых одинаковыми α -частицами, постепенно уменьшается; однако число их при этом остается неизменным.

Явление старения вынуждает время от времени заменять экраны новыми. Срок применения экрана для счета сцинтиляций зависит от условий эксперимента и прежде всего от интенсивности падающего на него α -излучения. Экран может применяться тем дольше, чем меньше эта интенсивность.

При облучении экрана из сернистого цинка β - и γ -лучами не наблюдается никакого явления старения. До и после такого облучения яркость сцинтиляций, создаваемых одними и теми же частицами, остается той же самой. Поэтому рассмотренное явление старения следует приписать каким-то нарушениям в решетке

сернистого цинка (с вкрапленными в нее атомами тяжелых металлов), которые вызываются лишь α -частицами. Какого сорта эти нарушения, сказать определенно пока еще нельзя, поскольку природа самих сцинтилляций еще не совсем ясна.

Рассмотрим теперь более подробно вопрос о том, от чего зависит яркость отдельных сцинтилляций. При этом исключим из рассмотрения явление уменьшения яркости сцинтилляций, вызываемое старением экрана.

Как показал ряд исследований, яркость сцинтилляций существенным образом зависит от энергии падающих частиц. Это имеет место как для α -, так и для Н-лучей. По мере уменьшения скорости частиц яркость сцинтилляций постепенно убывает. При некоторой скорости частиц сцинтилляции становятся настолько слабыми, что глаз перестает их замечать. Эта предельная скорость зависит от условий опыта, в частности от числовой апертуры и увеличения применяемого микроскопа. По данным Харитона и Ли [10], для микроскопа с увеличением 50 и числовой апертурой 0.45 предельная скорость для α -частиц составляет 13% начальной скорости α -частиц RaC', т. е. $2.5 \cdot 10^8$ см/сек (пробег в воздухе около 0.2 мм). При этой предельной скорости в глаз попадает от каждой отдельной сцинтилляции световая энергия, эквивалентная приблизительно 300 квантам зеленого света [$\lambda = 505 \text{ m}\mu$ (см. кривую 1 рис. 2, нижняя шкала абсцисс)]. Однако надежный счет α -частиц может производиться лишь при скоростях, не меньших 25% начальной скорости α -частиц RaC' (пробег в воздухе около 3.5 мм), что соответствует попаданию в глаз приблизительно 1200 квантов зеленого света (см. кривую 1 рис. 2). Для Н-лучей предельная скорость, по данным сотрудников Венского радиевого института, лежит около 10^9 см/сек.

В связи с приведенными цифрами можно упомянуть, что в видимый свет сцинтилляции превращается очень значительная часть кинетической энергии α -частиц, попадающих на экран из сернистого цинка. Для некоторых экранов она достигает 25% [10] и даже 80% [11].

Яркость сцинтилляций зависит также от размеров кристалликов сернистого цинка, на которые попадают α -частицы. Поэтому при заданной энергии попадающих α -частиц яркость различных сцинтилляций не одинакова. Распределение их по яркости зависит от свойств применяемого экрана. Это обстоятельство особенно наглядно иллюстрируется следующими кривыми, полученными Карлик и Кара Михайловой [12]. Они исследовали распределение сцинтилляций по яркости следующим образом. Между глазом и экраном из сернистого цинка помещался серый фильтр, и производился счет сцинтилляций обычным методом. Затем то же самое делалось для ряда других серых фильтров, ослаблявших свет сцинтилляций в различное число раз. Опыты были выполнены с α -частицами и пробегом 3.5 см воздуха для трех различных экранов. Полученные ими результаты приве-

дены в виде кривых на рис. 6. По оси абсцисс отложена часть света сцинтилляций (в %), поглощенная соответствующим серым фильтром, по оси ординат — число сцинтилляций, наблюдавшихся при данном фильтре. Кривая A относится к экрану с сравнительно большими кристалликами сернистого цинка приблизительно одинаковыми и тех же размеров; кривая B — к экрану с кристалликами двух различных размеров и, наконец, кривая C — к экрану из смеси кристаллов различных размеров. Как видно из приведенных кривых, распределение сцинтилляций по яркости в трех этих случаях довольно различно. Для первого экрана все сцинтилляции имеют приблизительно одинаковую яркость, и поэтому все они перестают считаться почти одновременно, при одном и том же фильтре. Не совсем резкое падение кривой A при сильном ослаблении света может быть объяснено частично неодинаковыми пробегами различных α -частиц, а также и тем, что частицы проходят в сернистом цинке различные пути, обусловливая тем самым неодинаковую яркость сцинтилляций при одной и той же энергии падающих частиц. Для второго экрана более или менее резко выделяются по яркости две группы сцинтилляций, B_1 и B_2 , в соответствии с наличием двух групп кристаллов сернистого цинка различных размеров. Наконец, в случае третьего экрана, с самыми различными кристалликами, имеется набор сцинтилляций всевозможных яркостей. Таким образом, действительно при одной и той же энергии α -частиц сцинтилляции имеют различную яркость, если кристаллики не все одного и того же размера.

О природе сцинтилляций можно сказать следующее. Свечение экрана из сернистого цинка под действием падающих на него ча-

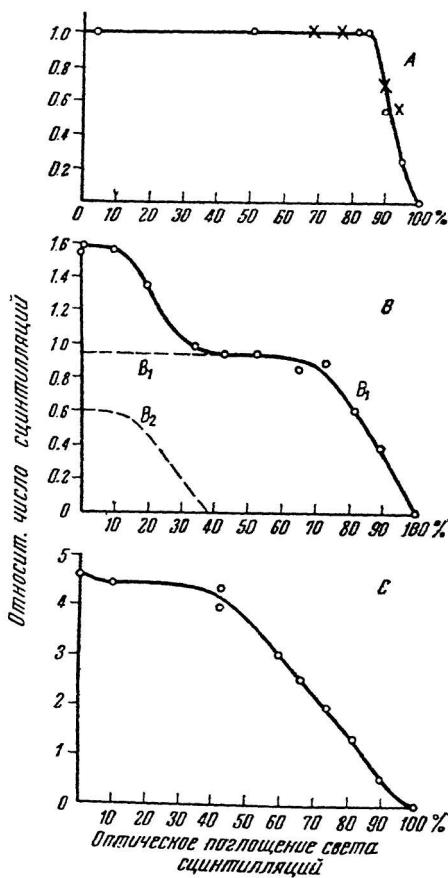


Рис. 6.

стиц обусловлено наличием в нем так называемых активных центров, созданных введением в ZnS атомов постороннего металла (например Cu). Это доказывается отсутствием сцинтиляций в тех случаях, когда α -частицы или протоны попадают на экран из чистого ZnS, изготовленный без примеси постороннего металла.

Когда α -частицы попадают на экран из сернистого цинка, они каким-то образом возбуждают на своем пути в ZnS большое число активных центров, которые затем высвечиваются. Действительно, если α -частицы попадают на экран наклонно к его поверхности и наблюдение производится с микроскопом с большим увеличением,¹ то на экране можно видеть светлые прямые полосы, соответствующие пути α -частиц в ZnS [13]. Чем представляют собой эти активные центры и в каком взаимодействии они находятся с α -частицами, окончательно еще не установлено. Однако можно утверждать, что они связаны с атомами примешанного к ZnS металла и имеют молекулярные размеры. Кроме того, они эквивалентны тем активным центрам, с которыми встречаются при возбуждении фосфоров обычным светом.² Это последнее обстоятельство подтверждается, например, тем, что спектральный состав испускаемого света³ и его температурная зависимость в том и другом случае одинаковы.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Crookes. Proc. Roy. Soc. A 71, 405, 1903.
2. I. Elster u. H. Geitel. Phys. Zs. 4, 439, 1903.
3. L. Hasche. Wien. Ber. 135, 601, 1926.
4. I. Chariton a. C. A. Lea. Proc. Roy. Soc. A 122, 335, 1929.
5. B. Karlik. Wien. Ber. 136, 531, 1927.
6. H. Petersson u. I. Kirsch. «Atomzertrümmelung», гл. VIII, 1926.
7. E. Rutherford. Phil. Mag. 37, 537, 1919.
8. H. Geiger u. A. Werner. Zs. f. Phys. 21, 187, 1924.
9. J. Chadwick. Phil. Mag. 2, 1056, 1926.
10. I. Chariton a. C. A. Lea. Proc. Roy. Soc. A 122, 320, 1929.
11. P. M. Wolf u. N. Riehl. Ann. d. Phys. 11, 103, 1931.
12. B. Karlik u. E. Kara Michailova. Zs. f. Phys. 48, 765, 1928.
13. H. Geiger u. A. Werner. Zs. f. Phys. 8, 191, 1922; H. Herzfinkel et L. Wartenstein. Journ. d. Physique. 1, 146, 1920.
14. P. Lenard. Handb. d. Experimentalphysik. Bd. 23.

¹ Гейгер и Вернер в подобных опытах пользовались микроскопом с увеличением 400.

² Вопрос о возбуждении фосфоров светом подробно рассмотрен Ленардом [14].

³ Для сернистого цинка с примесью меди (ZnSCu), который практически всегда применяется для счет сцинтиляций, свет сцинтиляций состоит из двух полос с максимумами около 450 и 520 м μ [10]. Таким образом в этом случае имеется большое количество света в области наибольшей чувствительности глаза. Это обстоятельство служит одной из главных причин, по которым в работах со сцинтиляциями и применяется так часто ZnSCu.

ГЛАВА II

ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД

Принцип работы ионизационной камеры

Среди наиболее распространенных методов исследования радиоактивных излучений следует прежде всего отметить метод ионизационный. Здесь мы рассмотрим его в том виде, в каком он обычно применяется для исследования некоторого суммарного эффекта, обусловленного наличием большого числа заряженных частиц. В этих случаях статистические флуктуации ионизационного тока, связанные с корпускулярной природой электричества, практически не сказываются. В тех же случаях, когда такие флуктуации могли бы играть некоторую роль, например при измерении очень малых ионизационных токов, создаваемых космическими лучами, их действие обычно исключается тем, что измерения производятся с большими ионизационными камерами в течение длительного промежутка времени. Вследствие этого измерение ионизационным методом можно производить с такой точностью, достигнуть которой другими методами обычно не удается. Отмеченное обстоятельство и определяет область применения ионизационного метода. Он применяется как прецизионный метод в тех случаях, когда исследуемые эффекты достаточно велики. Если же число частиц в изучаемом явлении невелико, то приходится работать другими методами, дающими возможность определять наличие отдельной заряженной частицы (счетчики, камера Вильсона и др.). Однако в некоторых случаях, например при исследовании космических лучей, дело обстоит сложнее. Здесь приходится использовать различные методы и определять суммарный ионизационный ток и изучать действие отдельных частиц.

Ионизационный метод измерения волновой и корпускулярной радиации основан на очень простом принципе. Предположим, что мы имеем плоский конденсатор $P_1 P_2$, между пластинами которого создана некоторая разность потенциалов V (рис. 7). В отсутствии измеряемой радиации воздух или другой какой-нибудь газ, заполняющий пространство между пластинами, является изолятором.¹

¹ Здесь мы пока отвлекаемся от токов, обусловленных перемещением ионов, создаваемых космическими лучами и радиоактивными загрязнениями.

² Экспериментальные методы

Однако при действии ионизующей радиации в газе появляются ионы, которые в электрическом поле конденсатора перемещаются, положительные — к одной пластине, отрицательные — к другой. В цепи возникает электрический ток, который может быть измерен прибором G . Величина тока будет зависеть от интенсивности попадающей в конденсатор радиации, а также, в общем случае, и от приложенной к нему разности потенциалов. Увеличивая разность потенциалов, начиная с нуля, при постоянной интенсивности ионизующего агента мы будем вначале наблюдать увеличение тока в цепи. Но при достаточно больших разностях потенциалов ток становится постоянным по величине. Мы получаем так называемый ток насыщения. При еще больших разностях потенциалов ток снова начинает возрастать, и наконец наступает пробой. Посмотрим теперь, каким образом объясняется такая зависимость тока от напряжения (рис. 8). При этом ограничимся областью OAB . Область газового разряда BC будет рассмотрена ниже, при описании счетчиков.

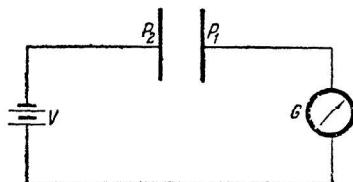


Рис. 7.

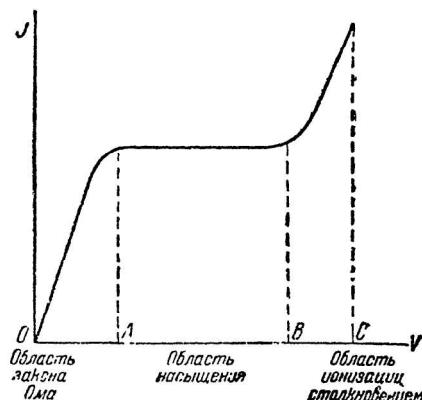


Рис. 8.

Пусть в нашем конденсаторе находится газ, подвергнутый действию постоянного ионизующего агента. Независимость тока от напряжения на участке AB указывает на то, что здесь все образующиеся в газе ионы попадают на электроды. Поэтому, измеряя ток насыщения $I_{\text{нас}}$, можно определить число пар ионов N , образуемых данным ионизующим агентом в единицу времени в газе конденсатора. $I_{\text{нас}}$ и N связаны следующим простым соотношением:

$$I_{\text{нас}} = eN, \quad (1)$$

где e — зарядиона.

В случае однородной ионизации газа

$$I_{\text{нас}} = eN_0V_0, \quad (2)$$

где N_0 — число пар ионов, образующихся в 1 сек. в 1 см³, а V_0 — объем конденсатора.

Таким образом, по току насыщения можно определить интенсивность ионизующего агента или, точнее, его ионизационный эффект. В этом и заключается принцип ионизационного метода.

Для измерения ионизационных токов могут применяться, конечно, конденсаторы любой формы. В этих случаях они называются ионизационными камерами.

До сих пор мы предполагали, что в отсутствии ионизующего агента ток в ионизационной камере равен нулю. Однако это не соответствует действительности. Даже в отсутствии изучаемого агента в ионизационной камере всегда имеется так называемый остаточный ток. Он вызывается космическими лучами и радиоактивными загрязнениями, имеющимися всегда в воздухе и в материале, из которого изготовлена камера. Поэтому для получения ионизационного тока, создаваемого изучаемой радиацией, из измеряемого тока всегда следует вычитать остаточный ток. Это особенно существенно в том случае, когда исследуемое излучение имеет малую интенсивность.

Нужно иметь в виду, что во многих случаях, в особенности в ионизационных камерах для тяжелых частиц и камерах с большим давлением газа, при измерении интенсивности излучения приходится работать с электрическими полями, не дающими тока насыщения. Таким образом, здесь приходится иметь дело с участком OA кривой рис. 8. Поэтому желательно выяснить, чем обуславливается на этом участке нарастание тока с увеличением поля.

Как известно, в ионизованном газе имеет место диффузия ионов и их рекомбинация. Если концентрация ионов в различных местах камеры не одинакова, то вследствие теплового движения ионы будут перемещаться из мест с большой концентрацией в места с меньшей концентрацией. При этом они могут двигаться даже против направления действия электрического поля, попадая иногда на одновременно заряженный электрод. В открытых ионизационных камерах ионы могут оседать, кроме того, и на стекло сосуда, в котором находится камера. По этим причинам часть ионов не будет попадать на соответствующие электроды и тем самым не будет учитываться при измерении тока. Однако по мере увеличения поля эта часть будет все время уменьшаться. При полях, достаточных для получения тока насыщения, действием диффузии ионов обычно можно целиком пренебречь. В особенности это относится к закрытым ионизационным камерам, в которых пространство с ионизуемым газом ограничено внешним электродом самой камеры.

Более существенную роль играет процесс рекомбинации. Ионы противоположных знаков, встречаясь друг с другом, могут воссоединиться и образовать при этом нейтральные частицы (атомы, молекулы). Вследствие этого часть создаваемых в газе ионов нейтрализуется и не участвует в создании электрического тока. Число рекомбинирующих ионов в большой степени зависит от пространственного расположения их между электродами камеры и от характера имеющегося в ней электрического поля. Однако, независимо от этого, можно утверждать, что во всех случаях, по мере увеличения поля, это число будет уменьшаться, обусловли-

вая тем самым нарастание тока на участке OA . Действительно, при увеличении поля возрастает скорость движения ионов. Это приводит к уменьшению числа столкновений ионов, а, следовательно, и к уменьшению вероятности рекомбинации. При достаточно большом поле она становится настолько малой, что практически все возникающие в газе ионы достигают электродов. В этом случае сила тока не будет зависеть от поля, и мы будем иметь ток насыщения. Таким образом, возрастание тока на участке OA обусловливается наличием диффузии и рекомбинации ионов; при токе насыщения последняя полностью отсутствует.

К сожалению, в общем случае мы не можем указать, как будут протекать явления диффузии и рекомбинации ионов, и поэтому не можем рассчитать ход кривой на участке OA . Дело в том, что характер обоих этих явлений существенно зависит от природы наполняющего камеру газа, от его давления, от формы ионизационной камеры, от природы и интенсивности ионизующего агента, а иногда, например в случае α -частиц, даже от направления попадания этого излучения в камеру и от ряда других причин. Все эти причины в общем случае не могут быть учтены.

Но в некоторых конкретных простейших случаях характер зависимости тока от напряжения может быть установлен теоретически. Однако, прежде чем переходить к результатам, полученным теорией, следует остановиться на определении основных величин, с которыми она оперирует, а именно: коэффициента рекомбинации α , коэффициента диффузии D и подвижности ионов u .

Коэффициент рекомбинации α определяется следующим образом. Если при равномерном распределении ионов в каждом кубическом сантиметре имеется в данный момент n_1 положительных ионов и n_2 отрицательных, то число рекомбинирующих в единицу времени ионов будет пропорционально произведению $n_1 n_2$, т. е.

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha n_1 n_2, \quad (3)$$

где α и есть коэффициент рекомбинации. Он не зависит ни от n_1 и n_2 , ни от времени, но зависит от температуры. Для различных газов он меняется сравнительно в небольших пределах. Его величина при нормальных условиях — порядка 10^{-6} .

Если в каком-нибудь направлении, например в направлении оси x , концентрация ионов данного знака неодинакова, то в этом направлении будет происходить перемещение ионов и в отсутствии внешнего электрического поля. Число ионов, проходящих в единицу времени через площадку в 1 см^2 , поставленную перпендикулярно оси x , будет пропорционально скорости спадания концентрации ионов вдоль оси x , т. е. мы будем иметь:

$$\frac{dN}{dt} = -D \frac{dn}{dx}. \quad (4)$$

Коэффициент пропорциональности D называется коэффициентом диффузии. Его величина зависит от знака заряда ионов и от природы газа, в котором они получаются.

Подвижность ионов определяется следующим соотношением:

$$v = uE, \quad (5)$$

где v — средняя скорость перемещения иона данного знака в электрическом поле E . Таким образом, подвижность u дает нам среднюю скорость движения ионов данного сорта в поле, равном единице, т. е. в поле 1 вольт/см.

Простейший случай для вычисления зависимости тока от напряжения представляет собою ионизационная камера в виде плоского конденсатора при однородной ионизации. Здесь мы ограничимся рассмотрением только этого случая. Легко показать [1], что математические соотношения, на которых базируется теоретический расчет ионизационного тока, имеют следующий вид:

$$I = eE(u_1 n_1 + u_2 n_2) + D_1 \frac{dn_1}{dx} - D_2 \frac{dn_2}{dx}, \quad (6)$$

$$q - \alpha n_1 n_2 = u_1 \frac{d}{dx}(n_1 E) - D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2}, \quad (7)$$

$$q - \alpha n_1 n_2 = -u_2 \frac{d}{dx}(n_2 E) - D_2 \frac{d^2 n_2}{dx^2}, \quad (8)$$

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_1 - n_2) = 4\pi\rho. \quad (9)$$

При этом предполагается, что направление силовых линий в конденсаторе совпадает с осью x . Здесь α означает коэффициент рекомбинации, n_1 и n_2 — число положительных и отрицательных ионов в 1 см³, u_1 и u_2 , D_1 и D_2 — подвижности и коэффициенты диффузии этих ионов, e — их заряд, ρ — плотность суммарного заряда и q — число пар ионов, создаваемых в 1 сек. в 1 см³ газа ионизующим агентом.

Содержание приведенных математических соотношений легко понять. Первое из них дает величину ионизационного тока в камере. Он определяется не только перемещением ионов под действием приложенного поля, но также и диффузией положительных и отрицательных ионов вдоль оси x (два последние члена правой части). Во втором и третьем соотношениях выражено равенство между числом ионов данного знака, возникающих в единицу времени в 1 см³ газа (q), и числом ионов, исчезающих за то же время из этого объема под действием внешнего поля $[u_1 \frac{d}{dx}(n_1 E)]$, а также вследствие диффузии $(-D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2})$ и рекомбинации $(\alpha n_1 n_2)$. Четвертое соотношение является уравнением Пуассона. Оно определяет истинное поле внутри конденсатора в присутствии объемных зарядов.

Решение задачи в таком виде, однако, слишком сложно. Поэтому мы ограничимся лишь тем случаем, когда учитывают только рекомбинацию ионов и образуемый ими объемный заряд, а диффузией ионов пренебрегают.

Если положить в приведенных соотношениях $D_1 = D_2 = 0$ и исключить из них n_1 и n_2 , то, как легко показать, получается следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{v}{e} \frac{d}{dx} \left(E \frac{dE}{dx} \right) = q - \frac{a}{e^2 u^2 E^2} \left(I + u_2 E \frac{dE}{dx} \right) \left(I - u_1 E \frac{dE}{dx} \right). \quad (10)$$

В нем

$$u = u_1 + u_2,$$

а

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2}.$$

Однако и это уравнение в общем виде до сих пор еще не решено. Ряд авторов решил его приближенно, использовав при этом различные вспомогательные методы, например разложение в ряд для предельных случаев. Мы приведем здесь лишь результаты двух наиболее строгих решений. Они справедливы для бесконечно большого плоского конденсатора, в каждой точке которого q имеет одно и то же значение (однородная ионизация) [1].

Решение Ми.

Оно получено для двух различных интервалов изменения $\frac{I}{I_{\text{нас}}}$. Для $I/I_{\text{нас}} \leq 0.6$

$$V = R \left(I + C \frac{I^2}{I_{\text{нас}}} \right) \quad (11)$$

Здесь V — разность потенциалов, приложенная к конденсатору, а $R = \left(\frac{dV}{dI} \right)_{I=0}$, т. е. сопротивление газа, определяемое линейным участком кривой $I = f(V)$ возле начала координат. C — некоторая постоянная.

Для $I/I_{\text{нас}} > 0.7$

$$V = \delta 0.828 R \sqrt{\frac{I I_{\text{нас}}}{1 - I/I_{\text{нас}}}}, \quad (12)$$

где δ — постоянная, зависящая от природы газа, а R имеет прежнее значение.

Решение Зеэлигера.

Оно получено также для двух интервалов изменения $I/I_{\text{нас}}$. Для $I/I_{\text{нас}} < 0.6$ оно имеет следующий вид:

$$V = R \left(I + C_1 \frac{I^2}{I_{\text{нас}}} \right). \quad (13)$$

Оно почти совпадает с решением Ми, с той лишь разницей, что постоянные C и C_1 несколько отличаются друг от друга.

Для $I/I_{\text{нас}} > 0.94$

$$V = \frac{IR}{\sqrt{1 - I/I_{\text{нас}}}}. \quad (14)$$

Позднее дифференциальное уравнение (10) было решено Зеэлигером также для цилиндрической и сферической ионизационных камер.¹ Ввиду сложности полученных решений, мы не будем здесь останавливаться на их рассмотрении.

Результаты сопоставления теоретических и экспериментальных данных приведены на рис. 9. Здесь дана зависимость $I=f(V)$, полученная Зееманом при работе с большим плоским конденсатором, внутри которого газ ионизовался рентгеновыми лучами. При этом, для лучшего выполнения условия однородной иони-

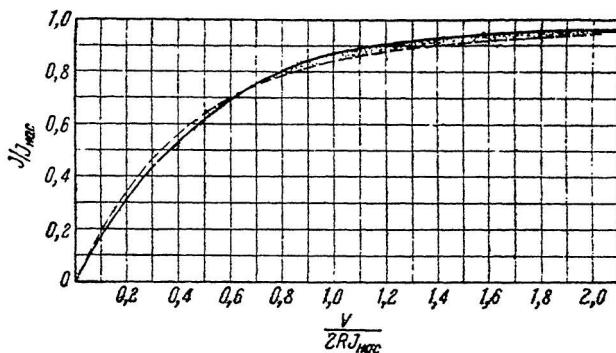


Рис. 9.

зации, электроды были изготовлены из бумаги, пропитанной глицерином. Точки на рис. 9 дают экспериментальные значения токов. Сплошная кривая построена на основании решения Ми. Три кружка дают значения, вычисленные из решения Зеэлигера. Как видим, в этом случае согласие между теорией и экспериментом получается достаточно хорошим. Так как в решениях Ми и Зеэлигера диффузия ионов не учитывалась, то из хорошего совпадения теоретических и экспериментальных данных следует, что в рассматриваемом случае диффузия ионов вообще не играет существенной роли.

К сожалению, идеальные условия однородной ионизации обычно не выполняются при измерениях α -, β - и γ -излучений. Поэтому приведенные теоретические формулы не дают в этих случаях надежных результатов. В дальнейшем будет показано,

¹ Нужно отметить, что из системы уравнений (6) — (9) чисто формально следует, как это показал Зеэлигер в своих работах, что при токе насыщения рекомбинационный член $z n_1 n_2 = 0$, т. е. рекомбинация в этом случае не имеет места.

как можно установить зависимость $I=f(V)$ при неравномерном распределении ионов в газе.

Теперь обратимся к более детальному рассмотрению ионизационных камер для различных видов излучений.

Ионизационные камеры для α -излучения и их применение

Здесь прежде всего следует отметить, что при исследовании α -лучей источник изучаемого излучения должен помещаться внутри ионизационной камеры, или же в стенках ее должно быть сделано окошко, закрытое очень тонкой пленкой, через которую α -частицы могли бы проникать внутрь камеры без большой потери своей энергии.

Характерной особенностью всех ионизационных камер для α -излучения (и вообще тяжелых частиц) является то обстоятельство, что в них ток насыщения получается лишь при очень больших полях. Это объясняется тем, что здесь большую роль играет рекомбинация ионов, которые, как известно, получаются в больших концентрациях внутри узких колонок вдоль пути α -частиц. При этом рекомбинация может иметь место между ионами одной и той же колонки и между ионами различных колонок. При небольшом числе колонок, т. е. при малой интенсивности α -излучения, основную роль играет рекомбинация ионов одной и той же колонки. В этом случае ионизационный ток в камере пропорционален интенсивности ионизующего агента,¹ поскольку ток здесь определяется лишь числом колонок. Однако такая пропорциональность между током в камере и интенсивностью ионизующего агента нарушается, как только начинает проявляться рекомбинация ионов из различных колонок, так как в этом случае степень рекомбинации, а, следовательно, и отступление от тока насыщения, не будет одинакова при различных интенсивностях α -излучения. В виде примера укажем, что, по данным Таунсенда, такая рекомбинация не сказывается, если в 1 сек. с 1 см^2 испускается не больше $30-40 \alpha$ -частиц. Для плоского конденсатора с площадью пластин 10 см^2 и α -частиц с пробегом 3 см это соответствует току насыщения порядка 10^{-12} А .

Поскольку часто приходится иметь дело с токами, меньшими, чем токи насыщения, желательно выяснить вопрос о том, от чего зависит быстрота нарастания кривой рис. 8 на участке OA для α -лучей.

Ограничимся рассмотрением случая не очень больших интенсивностей α -излучения, при которых рекомбинация ионов различных колонок еще не играет существенной роли. Здесь характер нарастания кривой будет определяться рекомбинацией ионов внутри каждой колонки. Рассматриваемая рекомбинация будет увеличиваться при возрастании удельной ионизации, создаваемой

¹ При этом предполагается, что условия попадания α -частиц в камеру во всех случаях остаются одними и теми же. Это существенно по причинам, которые выясняются несколько ниже.

α -частицей (т. е. числа пар ионов, приходящихся на 1 см пути). Кроме того, она будет зависеть от величины коэффициента диффузии соответствующих ионов.

Отсюда непосредственно следует, что быстрота нарастания кривой на участке OA будет зависеть от природы газа и от его давления. В частности, при увеличении давления газа число рекомбинирующих ионов возрастает, что вызывает более медленное нарастание кривой на участке OA . В виде иллюстрации этого утверждения, на рис. 10, взятом из работы Кёрнера [2], приведена система кривых $I = f(V)$ (I — ток, V — напряжение) для различных давлений газа (в атм.) в цилиндрической камере (источник α -частиц находился на внешнем цилиндрическом электроде). Из приведенных кривых видно, что степень насыщения тока для данного напряжения, приложенного к камере, резко падает с увеличением давления газа.

Число рекомбинирующих ионов в колонке зависит также от того, каким образом она ориентирована по отношению к направле-

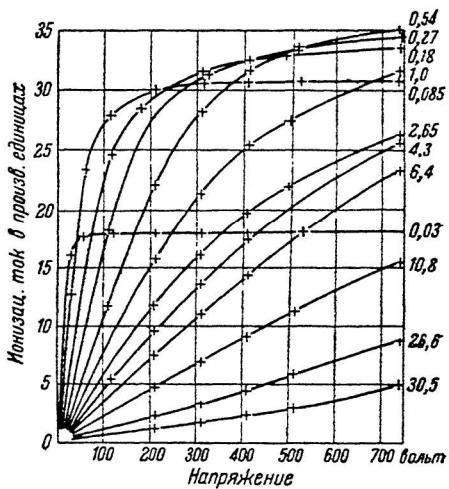


Рис. 10.

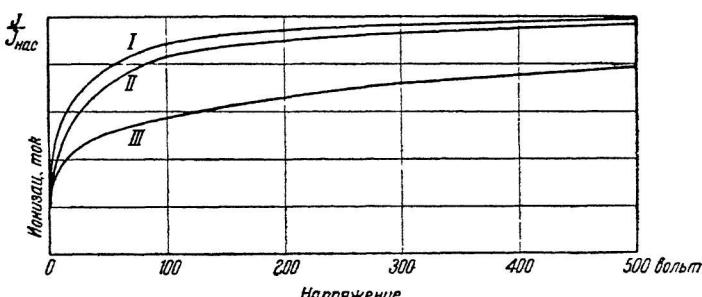


Рис. 11.

нию линий электрического поля. Если α -частицы попадают в камеру по направлению силовых линий, то полем ионы не выводятся из колонки. Если же, например, α -частицы попадают перпендикулярно к линиям поля, то поле вытягивает ионы из колонки, уменьшая тем самым число рекомбинаций. Таким образом, для

двух этих случаев рекомбинация будет различной, а поэтому и подъем кривой рис. 8 на участке OA будет не одинаков. Это очень хорошо иллюстрируется кривыми рис. 11, полученными Мулэном [3]. Они дают зависимость тока (выраженного в процентах от тока насыщения) от напряженности поля в плоском конденсаторе для CO_2 при атмосферном давлении. Для кривых I, II и III угол между направлением движения α -частиц и линиями поля равен соответственно 90° , 45° и 0° . Различие для трех этих случаев, как мы видим, получается довольно значительным.

Зависимость рекомбинации в колонке от направления электрического поля проявляется также и в том, что ход кривой рис. 8

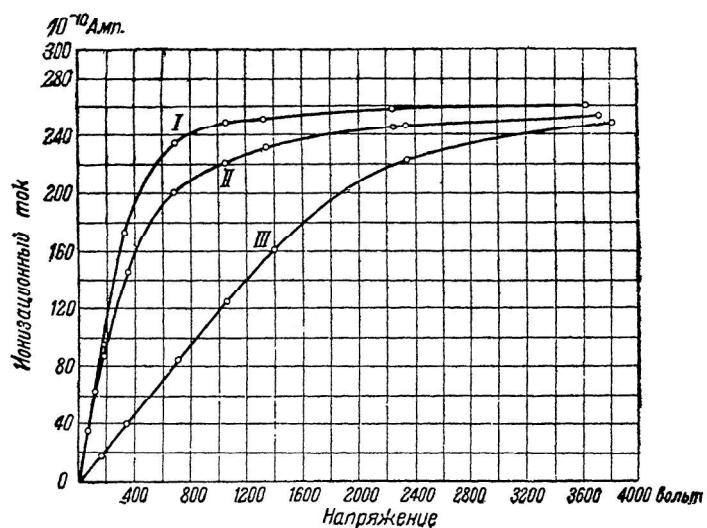


Рис. 12.

на участке OA существенно зависит от формы ионизационной камеры.¹ В виде примера на рис. 12 приведены три кривых $I = f(V)$ для трех различных ионизационных камер, изображенных на рис. 13 (штрихованные участки указывают здесь пространство, пронизываемое α -частицами). Различие в кривых получается очень резкое. Из сопоставления кривых рис. 12 видно, что наиболее легко ток насыщения получается в плоском конденсаторе. Это объясняется тем, что в этом случае наименьшая часть α -частиц идет вдоль линий поля.

Таким образом, мы приходим к заключению, что в случае α -лучей ход кривой на участке OA (рис. 8) зависит от довольно большого числа факторов, которые не всегда можно учесть.

¹ Следует отметить, что эта зависимость может быть обусловлена не только различием в направлении поля, но и различием в величине напряженности поля.

Однако для ряда простейших случаев Яффе [4] удалось установить ход кривых также теоретически. Например, им были подробно рассмотрен этот вопрос для плоского конденсатора. При этом выводе учитывалась диффузия ионов и их рекомбинация внутри отдельных колонок.¹ Кроме того, предполагалось, что в конденсаторе отсутствуют объемные заряды.

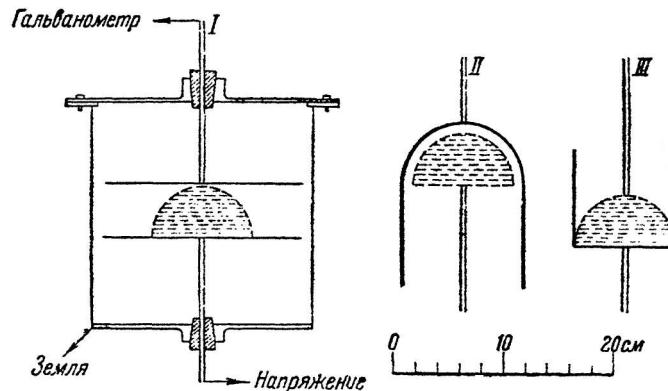


Рис. 13.

Для случая, когда путь α -частицы составляет с направлением поля угол φ , Яффе нашел для тока, соответствующего одной колонке, следующее выражение:

$$I = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8\pi D} \sqrt{\frac{\pi}{z}} S(z)} = \frac{1}{1 + F(z)}, \quad (15)$$

где

$$z = \frac{b^2 u^2 E^2 \sin^2 \varphi}{2D^2};$$

$$S(z) = \frac{1}{V\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-s} ds}{\sqrt{s(1 + \frac{s}{z})}},$$

α — коэффициент рекомбинации, D — коэффициент диффузии, u — подвижность, N_0 — число ионов, приходящихся на 1 см пути α -частицы, E — напряженность поля в конденсаторе и b — постоянная, характеризующая ширину колонки. Значение величины b подбирается на основании экспериментальных данных. Функция $F(z)$ может быть взята из табличных данных.

¹ Позднее Яффе обобщил [5] свой вывод, приняв во внимание также рекомбинацию ионов различных колонок. Однако это обобщение получено лишь для случая, когда электрическое поле в конденсаторе отсутствует. Поэтому на рассмотрении его мы не останавливаемся.

Для $\varphi = 0$ получается другое решение:

$$\frac{I}{I_{\text{нac}}} = \frac{u}{2D} E \frac{b^2}{d} y_1 e^{-y_1} (\lim e^{y_2} - \lim e^{y_1}), \quad (16)$$

где

$$y_1 = \frac{8\pi D}{aN_0}, \quad y_2 = \frac{8\pi D}{aN_0} + \ln \frac{4DT + b^2}{b^2}, \quad T = \frac{l}{2uE}$$

и

$$\lim e^y = \int_{-\infty}^{-y} \frac{e^{-u}}{u} du,$$

а u , D , b , N_0 имеют прежний смысл; l — длина колонки, или расстояние между пластинами конденсатора, если оно меньше пробега a -частиц; $I_{\text{нac}} = elN_0$.

Как мы видим, получаются очень сложные формулы. Однако они хорошо согласуются с экспериментальными данными, как

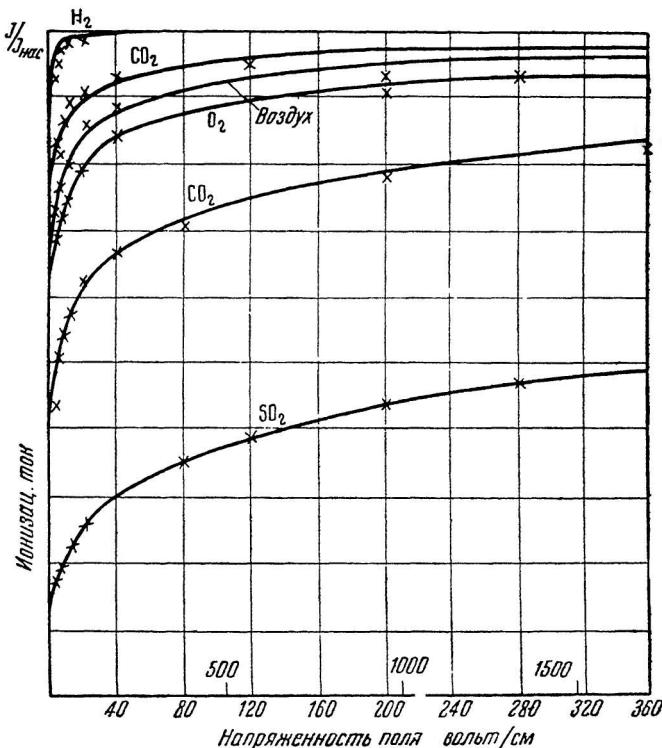


Рис. 14.

это, например, показывает рис. 14. Здесь на экспериментальные кривые (по Огдену, [5а]) крестиками нанесены данные, вычисленные Яффе для различных газов, исходя из кривой $I=f(V)$ для воз-

дука. При этом для единственной постоянной b сделано предположение, что она пропорциональна пробегу и обратно пропорциональна давлению.

Таким образом, в этом простейшем случае теоретические расчеты приводят к правильным результатам, и поэтому ими в этих условиях можно пользоваться.

Рассмотрим теперь вопрос о применении ионизационных камер для регистрации α -излучения. Такие ионизационные камеры имели очень широкое применение в более ранних работах, посвященных изучению основных свойств этого излучения. Отметим здесь некоторые из них. Так, например, плоская ионизационная камера с малым расстоянием между электродами очень часто применялась для нахождения распределения ионизации вдоль пучка α -частиц, т. е. для получения так называемой кривой Брэгга. На рис. 15 приведена схема опытов Брагга [6] для определения этой кривой. Здесь P представляет собой источник α -частиц — тонкий слой радиоактивного вещества, C — система трубок, выделяющих параллельный пучок α -частиц; электрод A и сетка B , расположенные на расстоянии нескольких миллиметров друг от друга, образуют ионизационную камеру. На сетку B подается напряжение, электрод A соединяется с прибором, которым про-

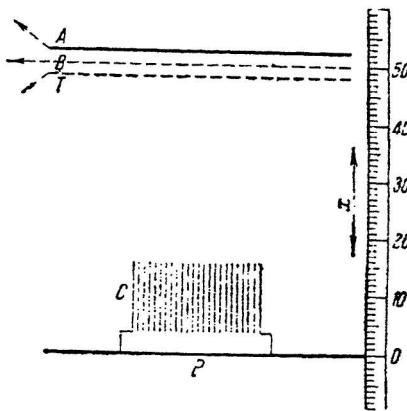


Рис. 15.

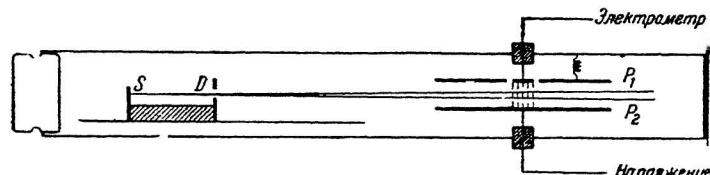


Рис. 16.

изводится измерение ионизационного тока; сетка T служит для того чтобы предохранить ионизационную камеру от попадания в нее ионов из пространства перед сеткой B . Для этого между B и T создается задерживающее электрическое поле. Меняя расстояние x от источника P до камеры и измеряя ток, можно найти распределение ионизации вдоль пучка α -частиц. Вместо того чтобы перемещать источник P , можно наполнять сосуд, в котором помещается прибор, газом под различным давлением, приводя тем

самым в ионизационную камеру различные участки вдоль пучка α -частиц. Правда, в этих условиях приходится делать поправку на различное давление газа в камере.

Целым рядом авторов [7] были произведены измерения кривых Брэгга с видоизмененными установками. В виде примера на рис. 16 приведена установка И. Кюри и Бегонека. У них α -частицы от источника S попадали через щель D в ионизационную камеру P_1P_2 (плоский конденсатор с охранным кольцом) перпендикулярно линиям поля. Это позволяло более легко получать в камере ток насыщения.

Полученные ими кривые для α -частиц полония и радия-С' приведены на рис. 17; при этом здесь все данные рассчитаны на нормальные условия (давление 760 мм Hg и 15° С). Пользуясь этими кривыми, можно определить для соответствующих α -ча-

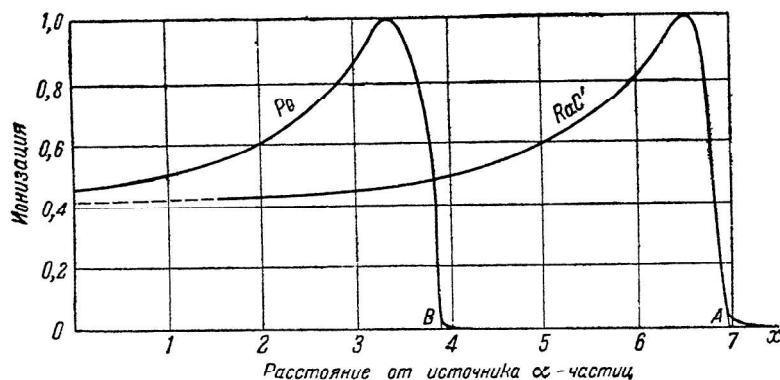


Рис. 17.

стич так называемый «экстраполированный пробег». Для этого нужно лишь экстраполировать линейный участок па кривой Брэгга к оси абсцисс. Тогда величина отрезка, отсекаемого по оси абсцисс экстраполированной прямой, и представляет собой то, что называется «экстраполированным пробегом» α -частиц (OA, OB).

Рассмотренные ионизационные камеры применялись при исследовании и других вопросов, например для изучения ионизующей способности α -частиц для различных газов. Однако в настоящее время, когда все основные свойства α -излучения уже изучены, ионизационные камеры для этого излучения применяются в основном для измерения силы радиоактивных препаратов, испускающих α -частицы, или же для измерения активности горных пород.

При промерах радиоактивных препаратов¹ существенны три

¹ В дальнейшем речь будет идти лишь о радиоактивных препаратах, которые не выделяют эманации.

следующих обстоятельства: 1) источник α -частиц должен представлять собой настолько тонкий слой, чтобы можно было пре-небречь поглощением в нем α -частиц; 2) должен использоваться весь пробег α -частиц; 3) измеряемый ионизационный ток должен быть током насыщения.

Первое условие выполняется для так называемых активных осадков и для электролитически осажденного полония. В тех случаях, когда нельзя получить очень тонкие слои радиоактивного вещества, производят измерения для различных толщин и затем экстраполируют ток к бесконечно малой толщине слоя.

Второе условие выполняется легко, так как пробег α -частиц от радиоактивных элементов не превышает 9 см.¹ Обычно полное использование всего пробега α -частиц достигается тем, что берут надлежащие размеры камеры, если работают при атмосферном давлении, или же в заданной ионизационной камере подбирают соответствующее давление газа. Однако при работе с ионизационными камерами для α -излучения не следует применять больших давлений газа, так как с увеличением давления возрастает число ионов, приходящихся на единицу длины пути α -частицы. А это, как уже отмечалось выше, приводит к увеличению рекомбинации в колонках, т. е. к большей потере в числе ионов. Поэтому при данной разности потенциалов, приложенной к камере, ионизационный ток в ней будет уменьшаться с увеличением давления газа. Кривые рис. 18 показывают это спадание. Они получены Кёриером [2] для цилиндрической ионизационной камеры для указанных на рисунке четырех значений приложенного к камере напряжения. Нарастание тока до максимального значения, имеющее место при малых давлениях, объясняется тем, что здесь с увеличением давления используется все большая и большая часть полного пробега α -частиц. Максимум кривой соответствует использованию всего пробега α -излучения.

Наиболее трудно выполняется третье условие. Если приложенное к камере напряжение, как это обычно бывает, не превышает сотен вольт, то здесь заведомо измеряются токи меньшие токов насыщения, причем степень насыщения тока при заданном поле в камере тем больше, чем меньше интенсивность α -излучения.

Ток насыщения при обычных полях (~ 100 вольт/см) получается только в тех случаях, когда интенсивность измеряемого излучения очень мала ($I_{\text{нас}} \approx 1 \text{ CGSE}$)² и α -частицы попадают в камеру в направлении, перпендикулярном к линиям поля.

Для препаратов до нескольких единиц милликюри ($I_{\text{нас}} —$ несколько тысяч CGSE) ток насыщения может быть получен экстраполяцией измеряемого тока к бесконечно большим полям. Обычно эта экстраполяция делается следующим способом. Строит-

¹ Длиннопробежные α -частицы, ввиду их малочисленности, при измерениях не играют никакой роли.

² $I_{\text{нас}} = 1 \text{ CGSE}$ при полном использовании пробега α -частиц в воздухе соответствует источнику $\sim 3.8 \times 10^{-4}$ милликюри полония.

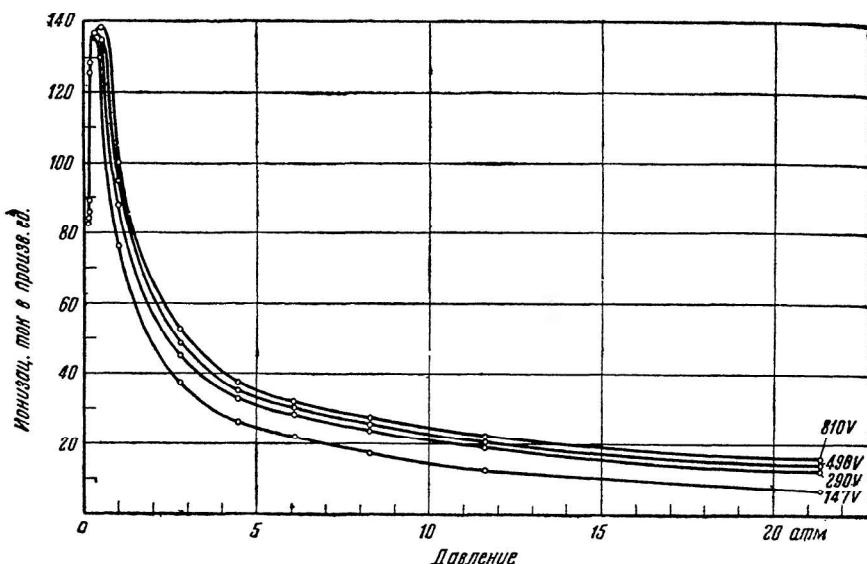


Рис. 18.

ся кривая для зависимости отношения $\frac{\text{ток}}{\text{напряжение}}$ от тока, и затем она продолжается до пересечения с осью, по которой отложены токи. Подобный способ был применен, например, Фоновитсом [8] для случая плоского конденсатора, в который попадали α -частицы полония.

Для однозначности экстраполяции она производилась с одним и тем же излучением для трех различных расстояний между пластинами конденсатора. Рис. 19 дает пример такой экстраполяции. Фоновитс из полученных таким образом токов насыщения мог оценить степень насыщения ионизационного тока для любого приложенного к камере напряжения V . Им была построена система кривых $I=f(V)$ для различной величины тока насыщения, и на них были наложены кривые одинаковой степени на-

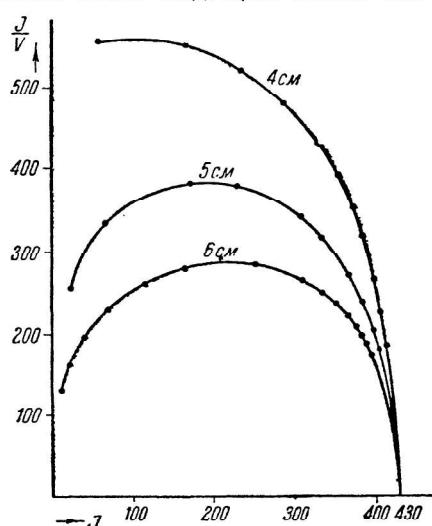


Рис. 19.

сыщения. На рис. 20 приведена одна из 4 систем его кривых для токов насыщения для токов в 400, 800, 1300, 2000 CGSE и

напряжений до 2500 вольт.¹ Три другие системы кривых получены для следующих максимальных значений токов насыщения и напряжений: $I = 400$ CGSE и $V = 2500$ V; $I = 80$ CGSE и $V = 1300$ V; $I = 10$ CGSE и $V = 650$ V.

Пользуясь кривыми Фоновитса, можно по одному значению ионизационного тока, найденному при данном напряжении, определить ток насыщения, соответствующий измеряемому излучению. Правда, для этого необходимо, чтобы условия измерения были те же самые, что и в опытах этого автора.²

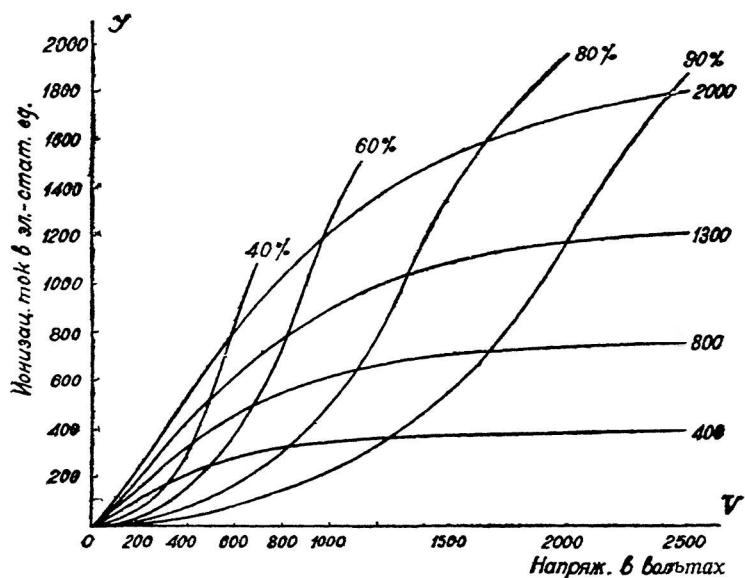


Рис. 20.

Аналогичные кривые имеются также для ионизационной камеры, одна стенка которой имеет форму полусфера, помещенной на плоской пластинке [9].

Для значительно более сильных препаратов (десятки милликури) приходится выделять геометрически определенную часть всего испускаемого источником α -излучения (Кюри [10]), или же при измерениях использовать не весь пробег α -частиц, а лишь небольшую его часть, подобно тому, как это делалось при определении брагговской кривой (Фрэнц [11]). Методом Кюри можно измерять препараты от одного до сотен милликури. Мы не оста-

¹ Чтобы не усложнять чертеж, здесь приведены не все кривые его таблицы.

² О конкретных условиях его опытов и о методе, которым весьма удобно определять токи насыщения на основании его системы кривых, см. подлинную статью.

навливаемся здесь на описание приборов, применяемых для этих измерений.

Если выполняются три указанные выше условия (наличие тонкого слоя радиоактивного вещества, полное использование пробега α -частиц и достижение тока насыщения), то могут производиться абсолютные измерения α -препараторов. Действительно, по измеренному току насыщения и емкости системы можно определить электрический заряд, приходящий на электроды. С другой стороны, для каждого радиоактивного элемента известно полное число пар ионов, образуемых каждой отдельной α -частицей при полном использовании ее пробега (например, для α -частиц полония и для воздуха оно равно 1.5×10^6). По этим данным легко определить число α -частиц, испускаемых данным радиоактивным препаратом.

В некоторых случаях, например при исследованиях радиоактивности горных пород, ограничиваются относительными измерениями. В этих измерениях производится сравнение ионизационных токов, создаваемых исследуемым образцом и эталоном. Более подробное описание применяемых для этой цели эталонов, а также условий их применения можно найти в книге А. П. Кирикова, Г. В. Горшкова и др. [12].

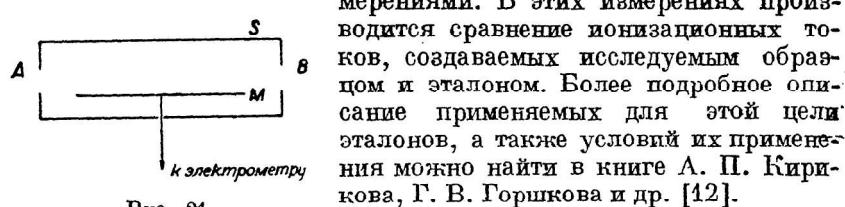


Рис. 21.

Иногда ионизационные камеры используются также для измерения нейтронного излучения [13]. В этом случае ионизующим агентом являются те ядра отдачи, которые получаются при столкновении нейтронов с ядрами атомов газа, наполняющего ионизационную камеру. В подобных камерах следует применять водород, так как энергия, передаваемая ядру отдачи нейтронами данной энергии, наибольшая для водорода. Наполненная водородом камера имеет в этом случае еще и то преимущество, что γ -лучи, обычно сопровождающие нейтроны, вызывают в водороде наименьшую ионизацию по сравнению с другими газами. При исследовании быстрых нейтронов, как это было в работе Кюри и Жолло, следует брать водород под сравнительно большим давлением, чтобы наилучшим образом использовать пробеги протонов. Ионизационные камеры для измерения интенсивности нейтронного излучения применяются в частности при исследовании биологического действия пейтронов [14].

Ионизационные камеры для рентгеновских лучей

Переходя к этому разделу, мы прежде всего остановимся на ионизационных камерах для рентгеновских лучей не очень большой жесткости. Типичная камера для таких лучей схематически изображена на рис. 21. Она представляет собой цилиндрическую металлическую трубку S , внутри которой укреплен изолированный

ный от нее другой электрод M (он имеет обычно форму тонкого стержня). На концах трубки имеются два окошка A и B . Через одно из них пучок рентгеновских лучей попадает в ионизационную камеру, а через другое выходит из нее. При работе с камерами, наполненными воздухом при атмосферном давлении, окошки A и B могут оставаться открытыми. Если же по каким-либо причинам наполняющий камеру газ должен отличаться по своей природе или величине давления от газа в окружающем камере пространстве, то в этом случае окошки A и B приходится закрывать слоем какого-нибудь вещества. При этом слой должен быть сделан в виде тонкой пленки из легкого вещества, чтобы он как можно меньше поглощал и рассеивал проходящие через него рентгеновские лучи. Между трубкой S и внутренним электродом M создается электрическое поле, уводящее на электроды ионы, создаваемые в камере проходящими через нее рентгеновскими лучами. Получаемый таким образом ионизационный ток может служить мерой поглощаемого в камере рентгеновского излучения. Наблюдаемые в таких камерах токи обычно не очень велики. Поэтому в большинстве случаев для их измерения приходится применять электрометр, например струнный электрометр системы Эдельмана. Он присоединяется к внутреннему электроду M .

Ионизационные камеры для рентгеновских лучей могут применяться как для относительных, так и для абсолютных измерений интенсивности этих лучей. Рассмотрим сначала те условия, при которых могут выполняться абсолютные измерения.

Предположим для простоты, что окошки A и B ничем не закрыты, а попадающий в камеру пучок имеет такую форму, что рентгеновские лучи непосредственно не попадают на электроды и на края окошек. Далее допустим, что рентгеновские лучи не рассеиваются атомами газа, через который они проходят внутри ионизационной камеры. Кроме этого, предположим, что в камере приложено напряжение, достаточное для получения тока насыщения,¹ и что электроны теряют всю свою энергию раньше, чем они дойдут до поверхности внешнего электрода. Последнее предположение означает, что в ионизационной камере используется весь пробег электронов. (Здесь мы пренебрегаем лишь тем небольшим числом электронов, которые попадают на электрод M . Это допустимо, поскольку его поверхность очень мала.) При этих условиях возможно измерять интенсивность падающего на камеру рентгеновского излучения. Это можно сделать следующим образом. По измеренной величине ионизационного тока можно найти число пар ионов, образовавшихся в газе в единицу времени под действием рентгеновских лучей. Кроме того, известно [15], что при поглощении рентгеновских лучей, независимо от длины их волны, на образование одной пары ионов в данном газе

¹ Вопрос о степени насыщения ионизационного тока при таких измерениях будет более подробно рассмотрен при описании камер для γ -лучей.

в среднем требуется одна и та же энергия E . Так, например, для воздуха E можно считать равной 32.5 eV.¹ Для других газов ее можно взять из следующей таблицы (табл. 1), составленной на основании данных Краузера и Ортона [17], полученных для длин волн около 1.5 Å. В ней приведены относительные значения этой величины по отношению к воздуху.

Таблица 1

Ионизуемый газ	$\frac{E_{\text{газ}}}{E_{\text{воздух}}}$
Воздух	1.00
N ₂	1.01
O ₂	0.91
CO ₂	0.97
Ar	0.76
H ₂ S	0.71
C ₂ H ₅ Br	0.76
CH ₃ J	0.74
CHCl ₃	0.78
CCl ₄	0.75

На основании этих данных можно по величине измеренного тока насыщения вычислить энергию рентгеновских лучей, поглощенную в газе ионизационной камеры.

С другой стороны, если известен спектральный состав измеряемого излучения, то, пользуясь законом поглощения рентгеновских лучей веществом,² можно определить, какая часть падающего излучения поглощается в газе камеры при данных условиях опыта. Из сопоставления этих результатов легко вычислить интенсивность падающего на камеру рентгеновского излучения.

Все предыдущие рассуждения относились к идеальному случаю, поскольку мы принимали, что ионизация в камере создается только теми электронами, которые берут начало в газе в пределах пучка рентгеновских лучей. В действительности это никогда не выполняется. В создании ионизации всегда в той или иной мере участвуют электроны, выбиваемые из стенок камеры (в частности из оконек) первичным и рассеянным рентгеновским излучением. Обычно довольно легко удается добиться того, чтобы входящие в камеру рентгеновские лучи не попадали непосредственно на электроды. Однако рассеянного рентгеновского излучения и излучения флуоресценции целиком избежать не удается. Для того, чтобы оно оказывалось на величине измеряемой ионизации как можно меньше, рекомендуется поверхность электродов покрывать каким-нибудь легким веществом, так как вероятность

¹ Разные авторы дают для этой величины различные значения; 32.5 eV является наиболее вероятным из этих значений [16].

² Если интенсивность падающего на камеру рентгеновского излучения обозначить через I_0 , то для энергии, поглощенной в столбе газа длиною l , будем иметь: $I_0(1 - e^{-\mu l})$. Здесь μ — коэффициент поглощения. Он, как известно [18], слагается из двух частей, а именно $\mu = \tau + c_a$. Слагаемое τ учитывает фотоэлектрическое поглощение, c_a — комптоновское. Для не очень жестких рентгеновских лучей основную роль играет фотоэлектрическое поглощение, т. е. c_a обычно мало по сравнению с τ и им в большинстве случаев можно пренебречь. τ , рассчитанное на атом, зависит от Z и λ следующим образом:

$$\tau = CZ^{\alpha} \lambda^{\beta},$$

n_2 для рентгеновских лучей близко к 3; C и λ меняют свои значения при переходе через край полосы поглощения.

испускания электронов под действием рентгеновских лучей уменьшается с уменьшением атомного номера вещества (см. сноску стр. 36). При увеличении жесткости излучения, рассеяние играет все большую и большую роль, поскольку при меньших λ сильнее оказывается комptonовское рассеяние. Поэтому при точных измерениях на него приходится вводить соответствующую поправку [19].

Для камер с закрытыми окошками, кроме того, всегда приходится считаться с электронами, создаваемыми рентгеновским излучением в веществе, которым эти окошки закрыты. Выше мы уже отмечали, что они должны закрываться тонким слоем легкого вещества. Этим уменьшается также и число выбиваемых электронов. Однако, независимо от этого, существует спо-

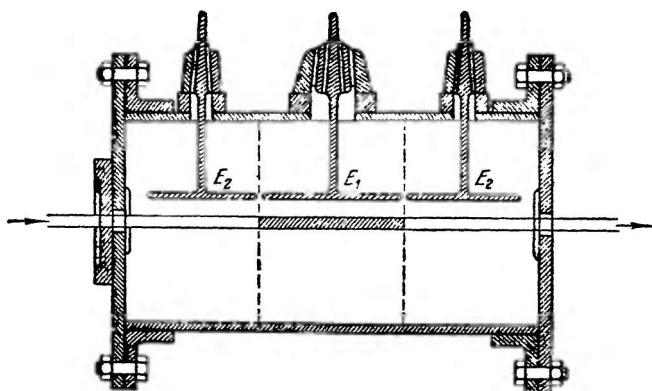


Рис. 22.

соб, с помощью которого можно целиком исключить влияние электронов, берущих начало в окошках A и B , на величину измеряемой ионизации. Он состоит в следующем. Внутрь ионизационной камеры, кроме измерительного электрода E_1 , вводятся два дополнительных электрода E_2 , расположенных симметрично относительно E_1 , на очень малом расстоянии от него (рис. 22). Они не приключаются к электрометру, а соединяются обычно с землей.

Предположим, что длина этих электродов больше максимального пробега в газе камеры электронов, создаваемых в окошках измеряемым рентгеновским излучением. В этом случае ионизация в отмеченном пунктирами линиями пространстве, только из которого ионы и попадают на измерительный электрод, вызывается лишь электронами, берущими начало в газе ионизационной камеры. (Здесь, конечно, пока предполагается, что отсутствуют электроны, созданные в электродах рассеянным рентгеновским излучением. В реальных условиях на рассеянное излучение, если это требуется, может быть введена поправка, как это уже указывалось выше.) Создаваемая в этом объеме ионизация

равна той, которая получилась бы при полном использовании пробегов всех электронов, возникших в данном объеме. Действительно, не трудно сообразить, что для электронов, появившихся внутри рассматриваемого объема, неиспользованные части пробегов, вследствие ухода электронов в правую часть ионизационной камеры, целиком компенсируются теми электронами, которые возникли в соответствующем месте возле левого электрода E_2 и вошли в объем, отмеченный пунктирными линиями. Таким образом, здесь мы имеем те же самые условия, что и в случае отсутствия электронов от входного и выходного окошек и полного использования всего пробега фото- и комптон-электронов.

При увеличении жесткости рентгеновского излучения энергия создаваемых им электронов, как известно, также возрастает. Отсюда ясно, что чем жестче измеряемое излучение, тем длиннее должны быть дополнительные электроды E_2 . Поэтому для жесткого рентгеновского излучения такая ионизационная камера должна иметь довольно большую длину,¹ что очень неудобно для работы.

С увеличением жесткости рентгеновского излучения должна увеличиваться не только длина ионизационной камеры, но также и ее диаметр. Действительно, при рассмотрении идеального случая мы предполагали, что в камере используется весь пробег электронов. Поэтому для выполнимости этого условия необходимо при переходе к меньшим длинам волн рентгеновского излучения брать камеры все большего и большего сечения. Для грубой оценки соответствующего сечения можно воспользоваться следующим соотношением, связывающим величину пробега электронов R с их энергией V :

$$R = \left(\frac{V}{a}\right)^2. \quad (17)$$

Если измерять пробег в сантиметрах, а энергию в еВ, то для воздуха при атмосферном давлении постоянная $a = 22$. При грубой оценке V можно полагать численно равным напряжению, приложенному к рентгеновской трубке. Применяя эту формулу, однако, нужно иметь в виду, что она справедлива лишь для электронов не очень большой энергии.²

¹ Для ориентировочной оценки длины дополнительных электродов можно воспользоваться для не очень жесткого излучения формулой (17).

² По данным Виддингтона, пробег электронов катодных лучей пропорционален четвертой степени их скорости. С другой стороны, для не очень быстрых электронов, для которых кинетическая энергия с достаточным приближением может быть выражена как $\frac{mv^2}{2}$, мы имеем $V = \frac{mv^2}{2}$, где V — энергия электронов в электрон-вольтах. Поэтому для таких электронов $R \approx V^2$. Из приведенных рассуждений видно, что формула (17) применима в тех пределах энергии электронов, для которых можно пренебречь релятивистской поправкой на зависимость массы от скорости, т. е. приблизительно до 100 электрон-киловольт.

Более правильное представление о минимальных размерах ионизационных камер, с помощью которых еще можно производить надежные измерения интенсивности рентгеновских лучей, дают результаты, полученные Кюстнером¹ [19, 20]. Он исследовал зависимость ионизации от жесткости рентгеновского излучения для ионизационных камер различных диаметров. При этом ионизация, получаемая в камере данного диаметра, сравнивалась с ионизацией, создаваемой тем же излучением в «идеальной» камере. Его опыты показали, что такой камерой для области энергий до 200 еВ может служить ионизационная камера, изображенная на рис. 23. Она построена на том же принципе, что и камера рис. 22. Ее длина равна 88 см, диаметр 70 см. Длина измерительного электрода и каждого из дополнительных соответственно равны 28 и 44 см. Внутренние электроды были сделаны из алюминиевой проволоки диаметром 0.5 мм. Они располагались на расстоянии 20 мм от середины пучка рентгеновских лучей. Вследствие малых размеров эти электроды заметным образом не влияли на распределение создаваемых в газе электронов (по оценке Кюстнера, они захватывали всего 0.4% электронов с пробегами большими 20 мм). При конструировании камеры было обращено внимание также на характер распределения электрического поля внутри нее. Это существенно по следующим соображениям. При измерении интенсивности рентгеновских лучей нужно знать, из какого объема ионы собираются на измерительный электрод. Раньше мы предполагали (см. рис. 22), что этот объем ограничен плоскостями, проходящими через концы центрального электрода перпендикулярно к нему. Однако это будет так лишь в том случае, если силовые линии, идущие от концов центрального электрода к цилиндрической поверхности, расположены в этих плоскостях. Обычно силовые линии внутри камеры идут несколько иначе. Искажение в их распределении возможно по двум причинам.² Во-первых, вследствие искажения поля у держателей внутренних электродов. Такое искажение было уменьшено тем, что

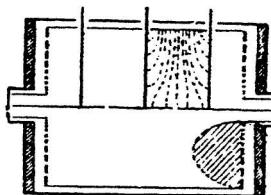


Рис. 23.

Для энергий порядка ста или нескольких сот электрон-килодольт с по статочным приближением справедлива формула, которая была выведена Н. Бором: $R = 0.5 \left[\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right] \text{ г/см}^2$, где $\varepsilon = \frac{V}{510}$ (V — кинетическая энергия электрона в киловольтах). Для вычисления пробега электронов при еще больших скоростях применима та же формула, но с коэффициентом при выражении в скобках тем меньшим, чем больше скорость. (При энергии $1-10 \cdot 10^{-16}$ еВ значение коэффициента равно 0.4—0.3.)

¹ Некоторые данные по этому вопросу можно найти также в ряде более старых работ [21].

² Вопрос об искажении поля в ионизационных камерах рассмотрен также в работах Шехтмана [23] и Бэнкен и Егера [22].

зазор между дополнительным и измерительным электродом помещался посередине между соответствующими держателями. В этом случае выходящие через зазор силовые линии наименее искажены (см. рис. 23). Во-вторых, искажения могут возникнуть из-за плоских стенок камеры, в которых сделаны входное и выходное оконики. Это станет ясным, если обратиться к рис. 24. На нем изображен ход силовых линий для двух случаев: 1) плоские стенки камеры находятся под тем же напряжением, что и внешний электрод, 2) плоские стенки соединены с землей. В первом случае ионы попадают на измерительный электрод из большего объема, чем это следует из геометрических соображений, во втором — из меньшего. Специальными опытами было показано, что вследствие этих искажений получаются ошибки, не превосходящие 1%.¹ Эту ошибку можно еще заметно снизить. С этой целью

в «идеальной» камере Кюстнера плоские стенки были изготовлены не из сдвоенной проводящей пластиинки, а из системы изолированных друг от друга металлических колец, как это видно на рис. 23. При этом на системе этих колец создавалось такое распределение потенциала, каким оно должно было быть в бесконечной цилиндрической камере в направлении радиуса. Таким образом было достигнуто дальнейшее уменьшение искажений поля внутри камеры.

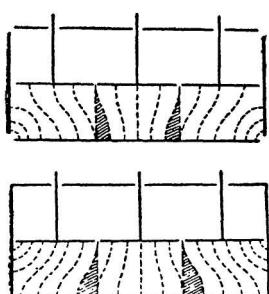


Рис. 24.

применились камеры с диаметром 50, 35, 23, 16, 11, 8, 6, 4 и 2 см. Первые пять были изготовлены из тонкого алюминия и имели, за исключением диаметра, те же самые размеры, как и «идеальная» камера. Камера с диаметром 8 см была устроена так же, но ее внешний электрод был сделан из целлофана, покрытого графитом. Из того же материала были изготовлены остальные камеры, меньших размеров. При этом камеры с диаметром 6 и 4 см имели длину 30 см. Их измерительный электрод равнялся 9.9 см. Наименьшая камера, с диаметром 2 см, имела один внутренний электрод. Ее длина равнялась 5 см.

Измерения производились для сильно фильтрованного рентгеновского излучения. Степень фильтрации для различных напряжений на трубке была различной. Соответствующие фильтры приведены в табл. 2.

Для всех ионизационных камер делалась поправка на рассеянное рентгеновское излучение. При относительных измерениях

¹ Следует отметить, что введение дополнительных электродов, конечно, уменьшает подобные искажения. В камерах с одним внутренним электродом (рис. 21) ошибки, вызываемые такими искажениями, были бы значительно больше.

(по отношению к «идеальной» камере) эта поправка не превышала 0.5%. Полученные результаты приведены на рис. 25. На нем по оси ординат нанесено отношение ионизации в камере данного диаметра к ионизации в «идеальной» камере, по оси абсцисс — напряжение, приложенное к рентгеновской трубке. Диаметр камеры d указан в виде параметра на соответствующих кривых. Из приведенных кривых видно, что для камеры с $d=50$ см отношение $\frac{I_{50}}{I_{\infty}}$ во всем интервале напряжений равно 1, т. е. камеры с $d=70$ и $d=50$ см дают во всех случаях одну и ту же ионизацию. Поэтому в данных условиях опыта обе они могут считаться «идеальными». Из хода кривых можно оценить, каких размеров должно быть сечение камеры, чтобы при данном напряжении, приложенном к трубке, можно было измерять интенсивность рентгеновского излучения в пределах данной точности. Например, для того чтобы измерять с точностью до 2—3% в условиях опыта Кюстнера, нужно брать камеру с диаметром, не меньшим 16 см.

Следует отметить, что характерный ход кривых рис. 25 легко понять на основании чисто качественных соображений. В создании ионизации участвуют фото- и комптон-электроны, причем в камерах с дополнительными электродами действие электронов из оконечек устранено. Поэтому здесь существует лишь диаметр камеры. Предположим, что через ионизационную камеру данного диаметра и

Таблица 2

Напряжение в кВ	Толщина фильтра в мм
30	1 Al
45	5 "
60	0.6 Cu
80	1.4 "
100	2.7 "
120	4.0 "
140	6.5 "
160	9.0 "
180	11.0 "
195	13.0 "

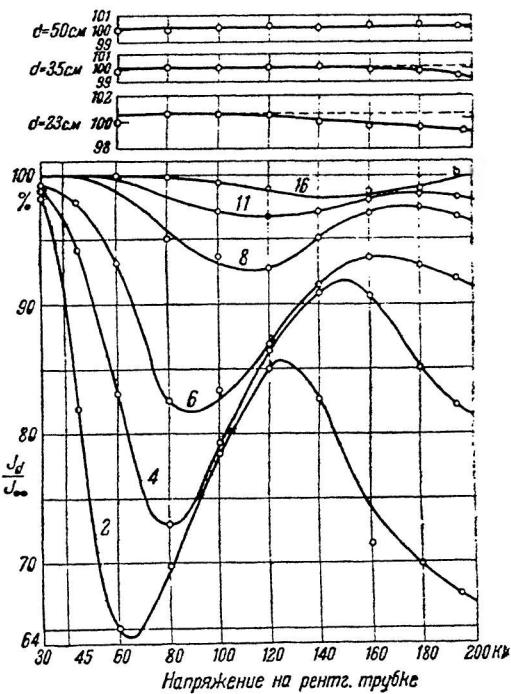


Рис. 25.

через «идеальную» камеру проходит один и тот же узкий пучок рентгеновских лучей. При этом мы считаем, что в «идеальной» камере создаваемые в пучке электроны не доходят до стенок. Обозначим через P_d и R_d ионизацию, создаваемые в камере данного диаметра соответственно фотоэлектронами и комптон-электронами. Те же величины для «идеальной» камеры обозначим через P_∞ и R_∞ . Тогда нанесенная по оси ординат величина равна:

$$\frac{I_d}{I_\infty} = \frac{P_d + R_d}{P_\infty + R_\infty}. \quad (18)$$

Рассмотрим камеру данного диаметра d . При достаточно малых частотах рентгеновского излучения ни фотоэлектроны, ни комптон-электроны не будут достигать ее стенок. В камере будет использоваться весь их пробег. Поэтому $P_d = P_\infty$ и $R_d = R_\infty$, т. е. $\frac{I_d}{I_\infty} = 1$. Это соответствует первому горизонтальному участку на кривых рис. 25. Как видно из рисунка, этот участок простирается до тем больших частот, чем больше диаметр камеры.

Начиная с некоторой частоты, фотоэлектроны начнут доходить до стенок камеры. Тогда у них будет использоваться не весь пробег, причем неиспользуемая часть пробега будет возрастать при увеличении частоты. Поэтому здесь $P_d < P_\infty$. Однако R_d в пределах некоторого интервала частот будет оставаться равным R_∞ , так как комптон-электроны имеют меньшие пробеги, чем фотоэлектроны, созданные тем же самым излучением. Поэтому здесь мы имеем $\frac{I_d}{I_\infty} < 1$, причем это отношение уменьшается с увеличением частоты. Эта область соответствует первому спадающему участку кривых рис. 25. Чем меньше диаметр камеры, тем быстрее будет происходить увеличение неиспользуемой части пробега фотоэлектронов. Поэтому, в соответствии с рисунком, быстрота снадания кривых на рассматриваемых участках увеличивается с уменьшением диаметра камеры.

При увеличении частоты излучения все большую и большую роль по сравнению с фотоэлектронами начинают играть комптон-электроны. R_d и R_∞ начинают играть основную роль. Поэтому величина $\frac{I_d}{I_\infty} = \frac{P_d + R_d}{P_\infty + R_\infty}$ опять начинает стремиться к единице, не достигая, однако, этого значения. Данная область частот соответствует возрастающим участкам кривых рис. 25.

Наконец, при некоторых частотах и комптон-электроны начинают доходить до стенок ионизационной камеры. И при дальнейшем возрастании частоты с ними происходит то же, что и с фотоэлектронами. Поэтому отношение $\frac{I_d}{I_\infty}$ будет постепенно уменьшаться. Это дает второй спадающий участок кривых. Здесь, как

и для фотоэлектронов, спадание $\frac{I_d}{I_\infty}$ должно начинаться при тем меньших частотах, чем меньше диаметр камеры, т. е. максимум кривых должен смещаться в том же направлении. Кривые рис. 25 это полностью подтверждают. О крутизне вторых спадающих участков можно сказать то же самое, что и о первых участках. Это утверждение находится в согласии с кривыми рисунка.

Таким образом, все наиболее характерные особенности кривых рис. 25 удается довольно легко объяснить.

В связи с этим интересно еще установить, каким образом отклонение величины I_d от I_∞ будет зависеть для различных камер от степени монохроматизации соответствующего рентгеновского излучения. На рис. 26 приведены результаты, полученные Юстнером по этому вопросу. Результаты даны для трех камер различных диаметров, величина которых указана на рисунке. Кривые a получены для фильтров, указанных в табл. 2, кривые с цифрами $1/2$, $1/10$ и $1/20$ — для фильтров соответственно в 2, 10 и 20 раз более тонких. Верхние кривые для камер с диаметром 8 и 11 см относятся к нефильтрованному излучению.

Как мы видим, отклонения от истинных значений понижации заметно зависят от степени фильтрации излучения, причем эта зависимость проявляется тем меньше, чем больше диаметр камеры.

На основании этих результатов мы можем сделать ряд существенных заключений. До сих пор мы все время говорили об абсолютных измерениях интенсивности рентгеновских лучей. Однако на практике в большинстве случаев производятся относительные измерения и лишь сравнительно редко абсолютные.

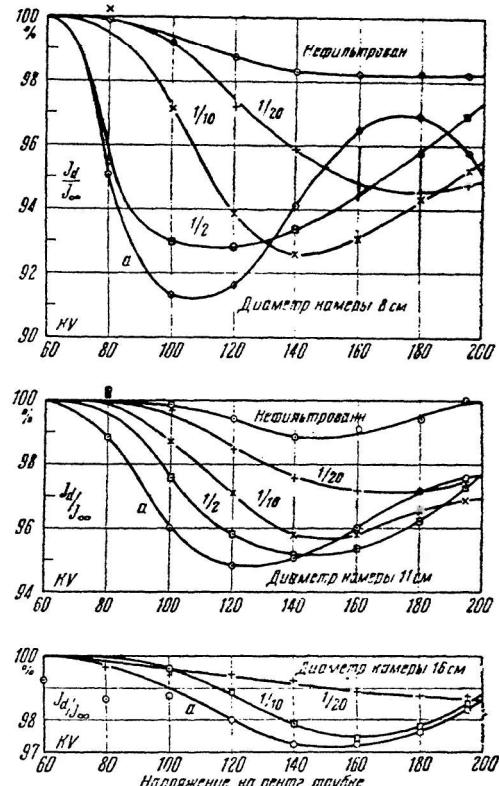


Рис. 26.

Поэтому желательно рассмотреть те обстоятельства, которые должны учитываться при относительных измерениях. Как раз для этого мы можем воспользоваться полученными выше результатами.

На практике обычно пользуются камерами не достаточно больших размеров, заведомо допуская неполное использование пробегов электронов. Такие камеры дают несколько преуменьшенные значения ионизации по сравнению с истинными (I_∞). Это обстоятельство при некоторых условиях, например при сравнении излучений одного и того же спектрального состава, не играет существенной роли. В других случаях оно может оказаться существенным. Например, при сравнении излучений различного состава отступления от истинных значений ионизации могут оказаться неодинаковыми для двух этих излучений, и поэтому здесь отношение ионизаций, измеренных одной и той же камерой, не будет равно отношению интенсивностей падающего на нее излучения. При этом для камер различных типов это расхождение может оказаться различным. Из приведенных на последнем рисунке кривых видно, что оно будет тем меньше, чем больше диаметр камеры. Поэтому, чем меньше результаты относительных измерений должны отличаться от истинных, тем с большими ионизационными камерами нужно работать. Если, например, в данных условиях для излучения до 200 kV допустимая ошибка вследствие различия спектрального состава не должна превышать 2—3%, то измерения можно производить, как показывает рис. 26, с 16-см ионизационной камерой. Однако все эти заключения зависят и от того, насколько сильно по своему составу отличаются сравниваемые излучения.

Выше мы установили, что достаточно надежные абсолютные измерения интенсивности рентгеновских лучей могут производиться лишь с помощью ионизационных камер очень больших размеров. То же самое можно сказать и про относительные измерения излучений различного спектрального состава. Однако такие камеры очень громоздки и неудобны в работе. В особенности это относится к тому случаю, когда они применяются для измерения γ -излучения. Для этой цели, например, Кэй и Бинкс [24] построили плоскую ионизационную камеру, для которой расстояние между электродами, а также длина последних могли изменяться до 3 м. Она представляет собою целое большое сооружение, и ею можно пользоваться лишь как эталонной камерой для проверки других камер.

Минимальные размеры камер, годных для абсолютных измерений, могут быть несколько уменьшены, если применять в них воздух под повышенным давлением (6—10 атмосфер), как это делалось рядом исследователей [22, 25], или же наполнять их более тяжелым газом.¹ В обоих случаях пробег электронов, по

¹ Наполнение ионизационной камеры тяжелым газом вызывает сильное увеличение ее чувствительности, как показывает следующая таблица. В ней приведены относительные значения ионизации для различных газов, рас-

сравнению с пробегом в воздухе при нормальном давлении, будет меньше. Поэтому все условия, предъявляемые к камере, будут выполняться при меньших ее размерах.

Применение в ионизационной камере воздуха под повышенным давлением вызывает увеличение рассеянного излучения. Однако действие этого излучения может быть устранено или учтено. Действительно, для зависимости ионизации от давления воздуха выше некоторого предельного значения последнего получается прямая линия. Это, очевидно, соответствует тому, что ионизация, создаваемая в камере электронами из стенки, остается для этих повышенных давлений постоянной (полное использование путей соответствующих электронов). Если продолжить получаемую таким образом прямую линию в сторону меньших давлений, то она для ионизационных камер с охранными электродами проходит через начало координат, в то время как для камер без охранных электродов этого не наблюдается. Для этих последних камер прямая линия отсекает на оси ординат некоторые отрезки. Их величина, очевидно, и дает ту ионизацию, которая вызывается электронами из стенки и которая при повышенных давлениях воздуха остается постоянной. Вычитая ее, можно для каждого давления газа получить ионизацию, обусловленную действием только электронов из газа. На рис. 27 дан пример таких кривых для камер без охранных электродов, закрытыми окошками из различных веществ. Действие рассеянного рентгеновского излучения, как этого и следовало ожидать, очень сильно возрастает с увеличением атомного номера вещества, которым закрыты окошки.

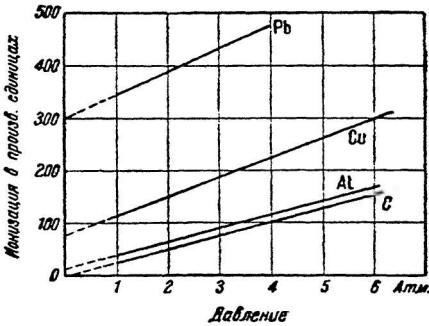


Рис. 27.

Маленькие ионизационные камеры

Ионизационные камеры в настоящее время очень широко применяются в рентгено- и радиотерапии для дозирования рентгеноизлучения на одинаковое число молекул и на одну и ту же интенсивность падающего рентгеновского излучения. Данные относятся к излучению с длиной волны $\lambda = 0.56 \text{ \AA}$.

Газ	Воздух	N ₂	O ₂	CO ₂	N ₂ O	H ₂ S	SO ₂	H ₂ Se	C ₂ H ₅ Br
Относит. ионизация . .	1	0.72	1.32	1.39	1.34	15.4	12.6	231	272

новского и γ -излучения. Для медицинских целей обычно нужно знать энергию, поглощаемую облучаемой тканью человеческого тела. Так как ткани тела по своему эффективному атомному номеру мало отличаются от воздуха, то поглощаемую ими энергию можно приблизительно оценить по той ионизации, которую данное излучение создает в воздухе. В соответствии с этим, определяется и единица дозы, принятая для рентгеновского излучения на Втором международном конгрессе радиологов (1928 г.). По этому определению: «Международная единица рентгеновского излучения представляет собой количество рентгеновских лучей, которое в ионизационной камере в кубическом сантиметре атмосферного воздуха, находящегося при 0° С и под давлением ртутного столба в 760 мм высотой, при полном использовании вторичных электронов и при устраниении действия стенок создает такую проводимость, что измеренный при токе насыщения заряд равен одной электростатической единице». Этой единице присвоено название «рентген» и обозначение г. Многочисленные опыты показали, что то же самое определение может быть сохранено и для γ -излучения радиоактивных веществ.

Из сказанного выше видно, что для целей дозирования необходимо производить абсолютные измерения энергии рентгеновского и γ -излучения, поглощенной в ионизационной камере, наполненной воздухом. Рассмотренные выше большие ионизационные камеры для этих целей очень неудобны ввиду их громоздкости. Поэтому в медицине находят очень широкое применение маленькие ионизационные камеры, называемые обычно «наперстковыми». Однако в таких камерах уже заведомо нельзя пренебрегать действием стенок. Кроме того, и пробеги вторичных электронов в них используются не полностью, поскольку размеры камер много меньше пробегов. Таким образом, здесь заведомо отсутствуют те условия, выполнение которых выше мы считали необходимым для абсолютных измерений. Однако можно показать, что если делать стекки таких камер из вещества, «эквивалентного воздуху», то наблюдаемая в них ионизация будет равна той, которая получается в свободном воздушном пространстве. При этом под веществом, «эквивалентным воздуху», подразумевается такое вещество, которое в отношении испускания комpton- и фотоэлектронов ведет себя так же, как воздух.¹ Таким веществом в первом приближении может служить графит, графитированная бумага, целлофан, целлулоид, бакелит.

Для доказательства сделанного выше утверждения можно по-

¹ Здесь предполагается, что число тех и других электронов, испускаемых на один планетарный электрон (или, что практически приводит к тому же, на единицу массы поглощающей среды) в воздухе и эквивалентном веществе (при заданной интенсивности излучения) одинаково. Распределение их по энергиям и зависимость их числа от частоты измеряемого излучения для обоих веществ также предполагаются одинаковыми. [Прим. ред.]

ступить следующим образом. Рассмотрим, какую ионизацию создает исследуемое излучение в воздушном объеме, взятом в виде шара радиуса R_0 . Будем предполагать, что этот объем находится в свободном воздушном пространстве, т. е. что он не ограничен никакими стенками. Ионизация в данном объеме будет создаваться: во-первых, электронами, берущими начало в этом объеме, и во-вторых — электронами, приходящими в него из соседних слоев воздуха. Ясно, что эти последние электроны будут приходить в рассматриваемый объем лишь из сферического воздушного слоя, толщина которого равна пробегу наиболее быстрых вторичных электронов. Будем мысленно сжимать воздух, находящийся в этом сферическом слое, приближая его внешнюю границу и оставляя неизменным положение его внутренней границы, на которой он соприкасается с нашим объемом. При таком процессе сжатия ионизация в шаре радиуса R_0 будет оставаться неизменной, так как условия вхождения электронов внутрь его из окружающего пространства останутся теми же самыми.¹ Все это будет справедливо и в том случае, если воздух в сферическом кольце мы сожмем так, что он обратится в твердое тело, или, что тоже самое, если заменим его слоем «эквивалентного» воздуху вещества с внутренним радиусом R_0 . Таким образом, в камерах с «воздушными» стенками мы действительно будем измерять ту же самую ионизацию, что и в свободном воздушном пространстве.

Изучению маленьких ионизационных камер с «воздушными» стенками посвящено очень большое количество работ [24, 26, 31]. Однако, прежде чем переходить к описанию таких камер, мы остановимся несколько подробнее на работах Грея [16, 27]. В них он ставит более общий вопрос о том, какая связь существует между ионизацией в воздушной полости, включенной в твердое вещество, и энергией γ -излучения, поглощенной внутри этого вещества.

Рассмотрим воздушную полость, включенную внутрь куска какого-нибудь твердого вещества, на всем протяжении которого интенсивность γ -излучения будем считать постоянной. Пусть размеры полости малы по сравнению с пробегом вторичных электронов в воздухе. Далее допустим, что внутри твердого вещества около полости имеется равновесие между первичным и вторичным излучением, что, очевидно, будет выполняться, если толщина окружающих полость стенок будет больше величины пробега наиболее быстрых электронов, создаваемых данным излучением.

На основании качественных результатов, полученных нами

¹ В самом деле, как легко понять, в силу соотношений подобия, которые должны иметь место при осуществлении сжатия среды, это сжатие не окажет влияния на величину интенсивности вторичного излучения для какого-либо направления в «соответствующей» точке сжатой среды. Интенсивность излучения — интенсивность потока вторичных частиц и за границе сферического слоя для любого заданного направления останется, следовательно, неизменной. (Прим. ред.)

для объема внутри вещества, «эквивалентного» воздуху, можно утверждать, что наличие малой воздушной полости в сплошном куске твердого вещества не будет искажать скоростное и пространственное распределение электронов, проходящих через ограничивающую ее поверхность. (Данное утверждение может быть доказано и более строго, как это было сделано Греем [27].) Исходя из этого, легко найти связь между ионизацией, создаваемой в воздушной полости, и энергией, поглощаемой в твердом веществе. Введем величину ρ , дающую отношение тормозных способностей твердого вещества [$S(Z)$] и воздуха [$S(\text{возд})$]:

$$\rho = \frac{S(Z)}{S(\text{возд})} = \frac{S_e(Z)n(Z)}{S_e(\text{возд})n(\text{возд})} = \frac{\Delta x(\text{возд})}{\Delta x(Z)} \quad (19)$$

Здесь $\Delta x(\text{возд})$ и $\Delta x(Z)$ — расстояния (малые по сравнению с полным пробегом), на которых электрон теряет одну и ту же энергию

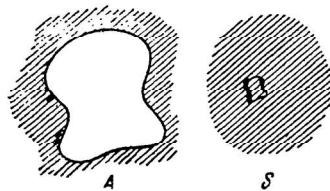


Рис. 28.

в воздухе и твердом веществе; $n(\text{возд})$ и $n(Z)$ — число электронов в 1 см³ для двух этих веществ и $S_e(\text{возд})$ и $S_e(Z)$ — соответствующие тормозные способности, рассчитанные на электрон. Ниже будет показано, что ρ практически не зависит от скорости электронов. Рассмотрим маленькую воздушную полость A (рис. 28) и геометрически подобный ей элемент объема B в твердом веществе, имею-

щий в ρ раз меньшие линейные размеры. Пусть в пределах того и другого объема интенсивность данного γ -излучения будет одна и та же. Так как введение воздушной полости не искажает распределения электронов, то через соответствующие элементы границы рассматриваемых объемов будут входить электроны с одинаковым распределением. Энергия, теряемая этими электронами в объемах A и B , будет одной и той же, поскольку линейные размеры A в ρ раз больше, а $S(Z) = \rho S(\text{возд})$. Но для воздушной полости число пересекающих ее электронов будет в ρ^2 раз больше, вследствие ее больших размеров. Поэтому всеми электронами, пришедшиими в нее извне, будет потеряна энергия в ρ^2 раз большая, чем в объеме B . Однако, если мы учтем, что объем полости A в ρ^3 больше объема B , то энергия, теряемая на ионизацию единицы объема, для воздуха будет в ρ раз меньше, чем для твердого вещества.

С другой стороны, в создании ионизации, кроме электронов, пришедших извне, участвуют также электроны, возникшие внутри рассматриваемых объемов. Если поглощение γ -лучей пропорционально числу электронов в облучаемом веществе,¹ тогда от-

¹ Это будет иметь место, если твердое вещество в отношении испускания электронов мало отличается от воздуха (близкие атомные номера), или же если поглощение в твердом веществе и воздухе в основном комптоновское, т. е. если можно пренебречь фотоэлектрическим поглощением.

написание числа электронов, возникающих в объемах A и B , будет равно $\rho^3 \frac{n(\text{возд})}{n(Z)}$, где $n(\text{возд})$ и $n(Z)$ попрежнему число электронов в единице объема воздуха и твердого вещества, окружающего воздушную полость. Величина $\rho^3 \frac{n(\text{возд})}{n(Z)}$, очевидно, дает вместе с тем отношение энергий, теряемых γ -излучением в объемах A и B , поскольку электроны, родившиеся в одинаково расположенных точках этих объемов, теряют в них одну и ту же энергию. Поэтому из соотношения величины объемов A и B следует, что энергия, затрачиваемая на ионизацию единицы объема, для рассматриваемых электронов будет для воздуха в $\frac{n(Z)}{n(\text{возд})}$ раз меньше, чем для твердого вещества. А это отношение, как будет показано ниже, приблизительно равно ρ .

Таким образом, для всех электронов, приходящих извне и возникающих внутри данного объема, потеря энергии на ионизацию единицы объема для воздуха будет в ρ раз меньше, чем для твердого вещества. Так как мы имеем равновесие между первичным и вторичным излучением, то эта величина для твердого вещества равна энергии γ -излучения, поглощаемой в единице объема. Поэтому, обозначая эту последнюю через ΔE_v , имеем:

$$I_v W = \frac{1}{\rho} \Delta E_v. \quad (20)$$

Здесь I_v — число пар ионов, создаваемых данным излучением в 1 см^3 воздуха в полости, W — средняя энергия, затрачиваемая на создание в воздухе одной пары ионов.

Величину W можно считать известной. Она практически не зависит от энергии β -частиц. Ее численное значение для воздуха, как мы видели выше, равно 32.5 eV.

Величина ρ практически также не зависит от энергии электронов в достаточно широких пределах, как это показывает табл. 3: В ней приведены для различных веществ значения относительных тормозных способностей, рассчитанных на электрон, т. е. величина $\frac{S_e(Z)}{S_e(\text{возд})} = \rho \frac{n(\text{возд})}{n(Z)}$. (Они вычислены по формуле Вильямса,¹ которая достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.)

Из табл. 3 (стр. 50) видно, что для каждого вещества отклонение величины ρ от среднего не превышает 4%. Следовательно, мы можем считать оправданным сделанное выше предположение о независимости ρ от скорости.

Из того факта, что $\frac{S_e(Z)}{S_e(\text{возд})}$ для всех веществ близко к 1, следует, что ρ приблизительно равно $\frac{n(Z)}{n(\text{возд})}$, как это и предполагалось выше.

¹ E. I. Williams, Proc. Roy. Soc. 135, 108, 1932.

Таблица 3

Энергия электронов в $\text{eV} \cdot 10^{-6}$	Относительная тормозная способность, рассчитанная на электрон				
	Водород $Z = 1$	Воздух $Z = 6.8$	Слюдя $Z = 8.7$	Аргон $Z = 18$	Медь $Z = 29$
	0.01 1.45	1.00	0.97	0.90	0.84
0.05	1.13	1.00	0.97	0.91	0.86
0.10	1.12	1.00	0.97	0.92	0.87
0.20	1.12	1.00	0.97	0.92	0.88
1.00	1.10	1.00	0.97	0.93	0.89
2.00	1.09	1.00	0.98	0.94	0.90

Входящая в формулу (20) энергия ΔE_v , легко может быть связана с интенсивностью E падающего γ -излучения, а именно:

$$\Delta E_v = E(\sigma_a + \tau).^1 \quad (21)$$

Здесь σ_a и τ — коэффициенты комптоновского и фотоэлектрического поглощения γ -излучения для вещества, окружающего полость,² рассчитанные на единицу объема. Для этих величин хорошо известна их зависимость от атомного номера вещества и от длины волны. Для σ_a эта зависимость получается из теории комптон-эффекта [28] (рис. 46). Для вычисления τ можно воспользоваться экспериментально проверенными кривыми Хельма, Фоулера и др. [29].

Подставляя ΔE_v в формулу (20), имеем

$$I_v = E \frac{(\sigma_a + \tau)}{W\rho}. \quad (22)$$

Отсюда видно, что по известным величинам σ_a , τ , ρ и W и по измеренной ионизации внутри воздушной полости мы можем определить интенсивность падающего γ -излучения.

Применяя формулу (20), следует иметь в виду, что она является не точной, а лишь приближенной. Это связано с тем, что для твердого вещества, сильно отличающегося по своему атомному номеру от эффективного атомного номера воздуха, рассеяние электронов в элементах A и B не будет одинаковым. Кроме того, и поглощение γ -лучей в этих объемах не будет пропорциональным числу электронов (наличие фотоэлектрического поглощения). Эти обстоятельства будут сказываться тем меньше, чем меньше твер-

¹ Мы не учитываем явления образования пар, поскольку при обычных ионизационных измерениях оно не оказывается.

² σ_a есть лишь часть коэффициента поглощения через рассеяние: $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$. Здесь σ_a и σ_s показывают, какая часть поглощенной энергии падающего излучения превращается соответственно в электронное излучение и рассеянное γ -излучение.

дое вещество по своему атомному номеру будет отличаться от воздуха.

Границы применимости формулы (20) всего удобнее устанавливаются экспериментальным путем. Для этого можно воспользоваться следующими соображениями. Если формула справедлива, то измеряемая ионизация I_0 должна быть пропорциональна давлению наполняющего полость воздуха, так как при изменении давления все величины, за исключением ρ , остаются одними и теми же, а ρ изменяется обратно пропорционально давлению. Другим

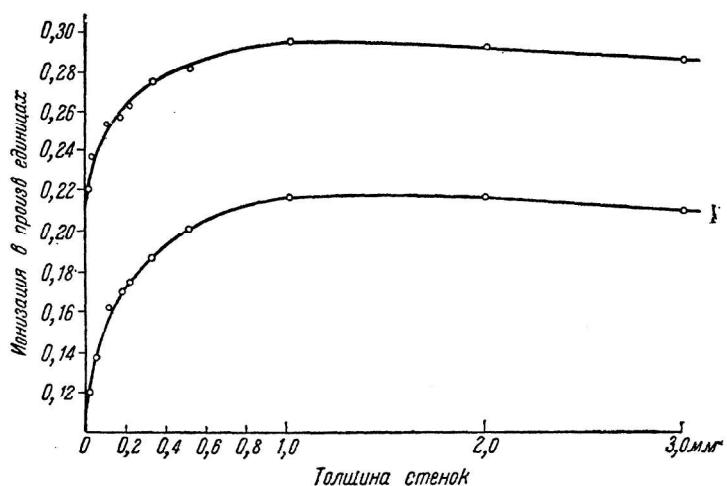


Рис. 29.

экспериментальным критерием применимости формулы (20) может служить независимость ионизации, рассчитанной на единицу объема, от размеров полости.

Результаты, полученные выше для воздушной полости, включенной внутрь твердого вещества, полностью применимы к маленькой ионизационной камере, если толщина ее стенок больше пробегов вторичных электронов, создаваемых γ -лучами, и если она целиком помещается в пределах пучка падающего γ -излучения. Обычно соответствующая толщина стенок камеры подбирается следующим образом. Если исследовать для данной камеры зависимость создаваемой в ней ионизации от толщины стенок, то для нее получается кривая, имеющая максимум. Пример таких кривых приведен на рис. 29. Они получены Смерекером [30] с γ -лучами Ra для алюминиевой камеры. Верхняя кривая относится к излучению, фильтрованному 1 мм Pt, нижняя кривая — к излучению, фильтрованному 1 мм Pt + 4,2 мм Pb. С увеличением толщины стенок мы имеем сначала быстрое нарастание ионизации до некоторого максимального значения. Затем ионизация медленно

спадает. Это спадание объясняется поглощением γ -лучей стенками камеры. Очевидно, полученные Грэем выводы применимы для камер с толщиной стенок не меньше той, которая соответствует максимуму кривой рис. 29. Например, для γ -лучей эти величины составляют для Al приблизительно 1 мм, для графита — около 3 мм, и для графитированной бумаги — около 7 мм. На практике обычно изготавливаются камеры, толщина стенок которых соответствует максимуму кривой. Большие толщины применять не желательно, так как здесь уже будет сказываться ослабление γ -излучения стенками камеры.

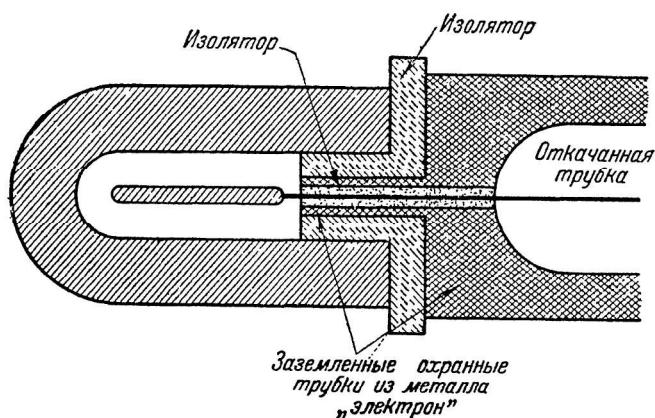


Рис. 30.

Пример маленькой ионизационной камеры приведен на рис. 30. На нем изображена камера Грэя, увеличенная в три раза. Конструкция ее понятна из рисунка.

Таблица 4

Экспериментальные значения отношений ионизации к давлению

Давление воздуха в см ртутн.	столба	74	59	50	40	30	20	10
Графитовая камера, объем	0.1 см ³	100	99.8	—	100.2	—	100.2	—
Графитовая камера, объем	2 см ³	—	100	100	99.5	99.5	100.5	99
Свинцовая камера, объем	0.1 см ³	100	102	—	104	—	107	—

В табл. 4 для нескольких подобных камер Грэя дана зависимость ионизации от давления.¹ При этом в таблице указаны значения отношения ионизации к давлению.

¹ Абсолютные измерения с маленькими камерами могут производиться только при небольших давлениях (не больше нескольких атмосфер), при

Из таблицы видно, что для графитовых камер с объемом 2 см³ уравнение (20) еще применимо. Однако оно уже плохо применимо для свинцовых камер даже совсем малых размеров.

В табл. 5 приведены данные Грэя для зависимости ионизации от объема. Здесь даны отклонения от среднего значения ионизации, рассчитанной на 1 см³ (в %), для трех графитовых камер различного объема и для трех положений источника γ-лучей.

Как мы видим, ионизация практически не зависит от объема. Таким образом, оба критерия применимости уравнения (20) в этом случае выполняются.

В связи с этим интересно рассмотреть вопрос о зависимости измеряемой ионизации I_v от атомного номера материала стенок для маленькой камеры. Изменение I_v при переходе от оди-

го вещества стенок к другому обусловлено тем, что величина $\frac{\Delta E_v}{\rho}$ в формуле (20) зависит от атомного номера.

Формулу (20) мы можем написать в следующем виде:

$$I_v = \frac{\Delta E_v(Z)}{W\rho} = \frac{\Delta E_v(Z) S(\text{возд})}{W S(Z)}, \quad (23)$$

где $S(\text{возд})$ и $S(Z)$ — тормозные способности воздуха и вещества стенок с атомным номером Z . С изменением Z ионизация будет меняться пропорционально

$$\frac{\Delta E_v(Z)}{S(Z)} = \frac{\Delta E_v(Z)}{S_e(Z)n(Z)}, \quad (24)$$

где $S_e(Z)$ — тормозная способность, рассчитанная на 1 электрон,¹ и $n(Z)$ — число электронов в единице объема вещества стенок. Если учесть еще, что

$$\Delta E_v(Z) = E(\tau_a + \tau) = En(Z)(e\tau_a + e\tau), \quad (25)$$

где E — интенсивность падающего γ-излучения, а $e\tau_a$ и $e\tau$ — коэффициенты фотоэлектрического и комптоновского поглощения, рассчитанные на 1 электрон, то мы имеем

$$I_v \approx \frac{(e\tau_a + e\tau)}{S_e(Z)}. \quad (26)$$

которых еще введено получается ток насыщения. Для воздуха при атмосферном давлении для получения тока насыщения обычно вполне достаточно 100 вольт.

¹ Ее значения для различных веществ приведены в табл. 3.

Таблица 5

Отклонения от среднего значения ионизации, рассчитанной на 1 см³

Расстояние от радиоактивной камеры в см	Объем камеры в см ³		
	0.96	0.31	0.11
18	+ 0.5	+ 0.1	- 0.5
12	+ 0.7	- 0.5	- 0.2
8	+ 0.3	- 0.7	+ 0.4
Среднее	0.5%	- 0.4%	- 0.1%

Так как σ_a , как известно, не зависит от Z , то для того случая, когда можно пренебречь фотоэлектрическим поглощением в веществе стенок,

$$I_v \approx \frac{1}{S_e(Z)}.$$

Эта зависимость изображена графически на рис. 31 (крестики). Там же нанесены экспериментальные значения (кружки), полученные Греем для маленьких ионизационных камер, изготовленных из различных веществ. При этом для Al, S и Cu введены поправки на фотоэлектрическое поглощение, которое впрочем даже для Cu не превышает 15%. Как мы видим, согласие между экспериментальными и теоретическими значениями получается очень хорошим. Это лишний раз подтверждает справедливость полученных выше выводов.

Все, что выше говорилось о маленьких ионизационных камерах Грея, целиком справедливо в отношении маленьких ионизационных камер с «воздушными» стенками, применяемых в медицинской практике для дозирования рентгеновского и γ -излучения. Такие камеры, в зависимости от условий работы, изготавливаются

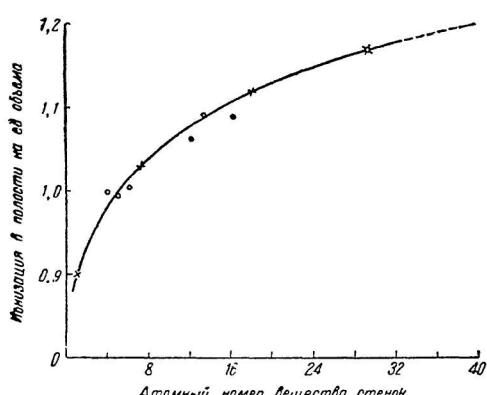


Рис. 31.

самых различных форм и размеров. Мы здесь кратко остановимся на описании только одной такой камеры, предназначенней для измерения дозы рентгеновских лучей. Подробное изготовление таких камер описано в работе Мильникеля и Раевского [31]. Камера этих авторов изображена на рис. 32. Внешний ее электрод K имеет диаметр около 20 мм, внутренний E — около 5 мм. Толщина того и другого 0,5 мм. Оба они изготовлены путем опускания соответствующей парафиновой модели в раствор целлулозида и «воздушной» массы в ацетоне. При этом «воздушной» массой служила смесь графита (97%), кремния (3%) и цапонлака. Парафиновые модели после изготовления электродов удалялись простым нагреванием. Для придания электродам проводимости они покрывались проводящим слоем той же «воздушной» смеси. Ионизационная камера укреплялась на длинном (15 см) янтарном стержне S , диаметром в 6 мм (этим достигалась сравнительно слабая экранировка камеры держателем). Стержень S закреплялся в металлической оправе, которая надевалась на трубку H , не-

посредственно связанные с прибором, применявшимся для измерения ионизационного тока. Для того чтобы в воздушном пространстве L не образовались ионы, оно защищалось от рентгеновских лучей слоем металла H и M .

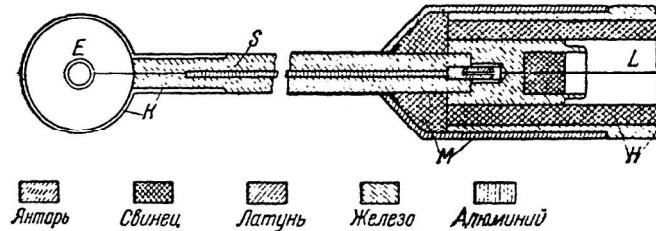


Рис. 32.

Такие ионизационные камеры обычно служат составной частью так называемых рентгенометров — приборов, служащих для измерения дозы в рентгенах или дозы мощности в рентген/сек. В настоящее время эти приборы изготавливаются в заводских масштабах. Для измерения ионизационных токов в рентгенометрах в зависимости от конструкции применяются гальванометры или электрометры. При этом их показания градуируются путем сравнения данной ионизационной камеры с эталонной камерой. Описание рентгенометров различных конструкций можно найти, например у И. В. Порайкова [32].

На рис. 33 приведена фотография маленькой медицинской ионизационной камеры в условиях работы.

В заключение отметим, что рассмотренные выше маленькие ионизационные камеры в настоящее время применяются почти исключительно в рентгено- и радиотерапии. И только совсем недавно Грей [33] применил их для измерения полной энергии γ -излучения RaC и ThC. При этом для нее он получил значения, довольно хорошо согласующиеся с данными калориметрических измерений.



Рис. 33.

Ионизационные камеры для β -, γ - и космических лучей

При изучении многих физических вопросов приходится часто производить измерения β - и γ -излучений, а также космических лучей очень малой интенсивности. Для измерения таких излучений обычно применяют ионизационные камеры сравнительно больших размеров (порядка 1 литра), наполненные газом под повышенным давлением. Подобный выбор объясняется тем, что с увеличением объема камеры и давления газа возрастает ионизационный ток, создаваемый в ней одним и тем же излучением. Для таких камер соотношение ионизаций, создаваемых в газе электронами из стенок и из самого газа, зависит от многих факторов, как-то: формы камеры, материала, из которого она изготовлена, природы и давления наполняющего ее газа и т. д. Все эти факторы в общем случае не могут быть учтены, и поэтому подобные камеры, в отличие от маленьких, могут применяться лишь для относительных измерений. По тем же самым причинам результаты, получаемые с различными ионизационными камерами, не всегда согласуются друг с другом.

Прежде чем переходить к описанию камер для различных излучений, остановимся кратко на рассмотрении тех закономерностей, которые одинаковы для всех камер для β -, γ - и космических лучей. Существование таких общих закономерностей вполне естественно, поскольку во всех этих случаях ионизующим агентом являются электроны. Здесь мы рассмотрим зависимость ионизации от природы и давления наполняющего камеру газа,¹ а также от температуры.

Многочисленные исследования [34, 35, 36, 38, 39, 42] показали, что ионизационный ток в камере пропорционален давлению наполняющего ее газа лишь при небольших давлениях. При большом давлении он возрастает медленнее, чем это последнее. На рис. 34 приведена зависимость ионизационного тока от давления для β -, γ - и космических лучей для различных полей (в V/cm), указанных на кривых. Из рисунка видно, что зависимость для трех этих излучений имеет один и тот же характер. Однако, как будет показано ниже, степень отклонения от линейной зависимости для данного сорта лучей в значительной степени зависит от природы газа.

Отсутствие линейной зависимости между ионизационным током и давлением газа большинство исследователей в настоящее время объясняет тем, что измеряемые в ионизационных камерах токи при повышенных давлениях газа обычно не являются токами насыщения. При этом степень насыщения тока (% от тока насыщения) при данном напряжении, приложенном к камере, зависит

¹ Зависимость ионизационного тока от давления приходится учитывать, если хотят измерять, измеренную при повышенном давлении, пересчитать на ионизацию газа при нормальном давлении, как это, например, часто делается при измерениях интенсивности космических лучей.

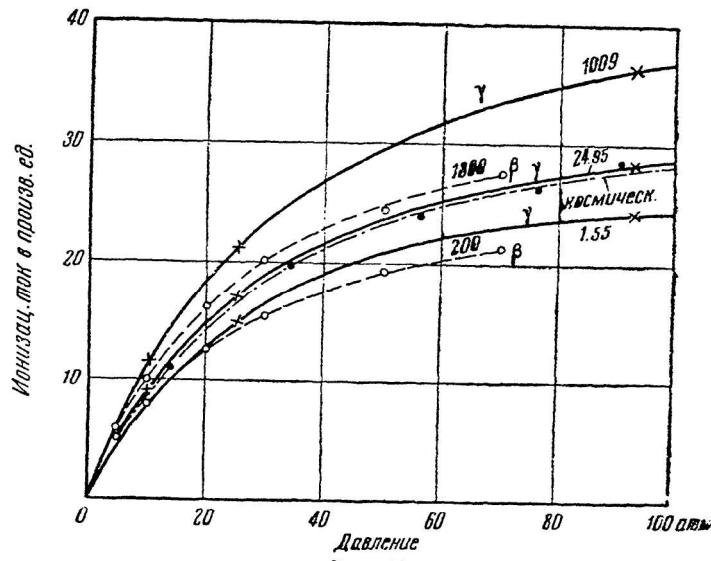


Рис. 34.

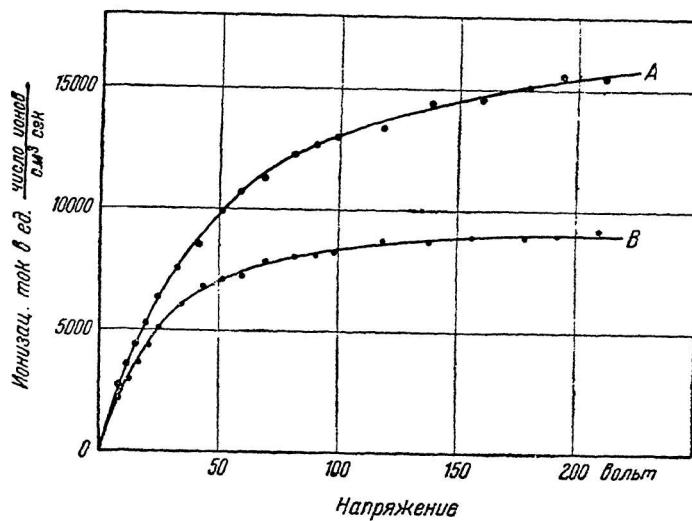


Рис. 35.

от природы и давления газа, а также от интенсивности измеряемого излучения. При данной интенсивности излучения она тем меньше, чем больше давление газа, так как с увеличением давления газа возрастает плотность ионизации, увеличивая тем самым рекомбинацию ионов, принадлежащих следу одного и того же электрона. Эта зависимость иллюстрируется рис. 35, на котором

приведены кривые $I = f(v)$ для сферической камеры, диаметром 10 см, наполненной аргоном при давлениях 31 (кривая B) и 71 (кривая A) атмосфер. Они получены Гопфильдом [35] для γ -лучей радия.

При данном давлении газа степень насыщения зависит так же от интенсивности излучения. Чем больше эта интенсивность, тем меньше степень насыщения. Рисунок 36 иллюстрирует сказанное. На нем приведены зависимость $I = f(v)$ для той же самой сферической камеры, наполненной аргоном под давлением 71 атм. Кривые I , II , III получены для γ -лучей радия (~ 1 мг), помещенного на расстоянии от камеры соответственно 0,3, 1 и 3 м. Кривая IV получена для космических лучей. Все кривые при раз-

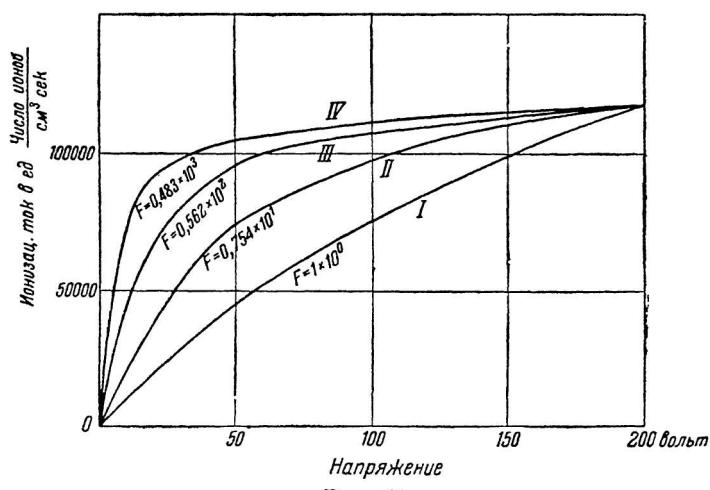


Рис. 36.

ности потенциалов 200 вольт приведены к одному и тому же значению (умножением на множитель, значение которого указано на рисунке для каждой кривой). Такая зависимость степени насыщения от интенсивности излучения объясняется наличием рекомбинации ионов, принадлежащих различным следам. Действительно, подобная рекомбинация оказывается тем сильнее, чем больше число следов, т. е. чем больше интенсивность измеряемого излучения, в то время как рекомбинация ионов, принадлежащих одному и тому же следу, не зависит от числа следов. Если бы имела место только эта рекомбинация, кривые рис. 36 должны были бы полностью совпадать, чего на самом деле нет.

Токи насыщения не получаются даже при очень больших полях, как показали исследования, проведенные Боуеном [36] и Коксом [37]. Они применяли плоскую ионизационную камеру, электродами в которой являлась система параллельно включенных пластин. Были промерены ионизационные токи в полях до

1000 вольт/см. Полученные результаты для различных газов и разных давлений приведены на рис. 37, 38 и 39. Здесь по оси

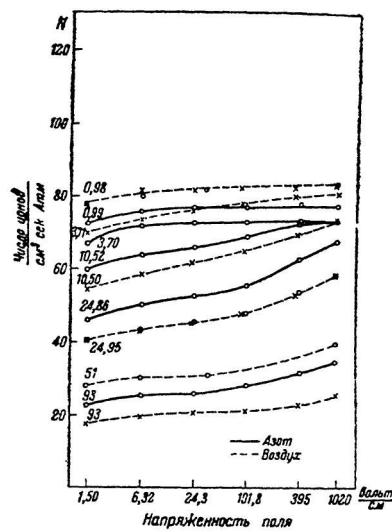


Рис. 37.

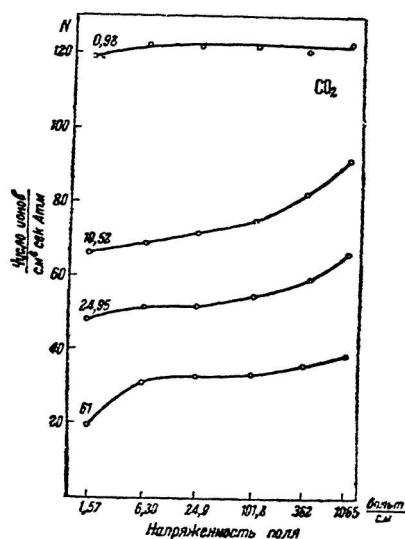


Рис. 38.

ординат отложено число ионов, рассчитанное на 1 см³ сек и на давление в 1 атм, а по оси абсцисс — напряженность поля. Давление газа (в атм.) указано у каждой кривой. Если бы при исследованных давлениях имели место токи насыщения, то для каждого

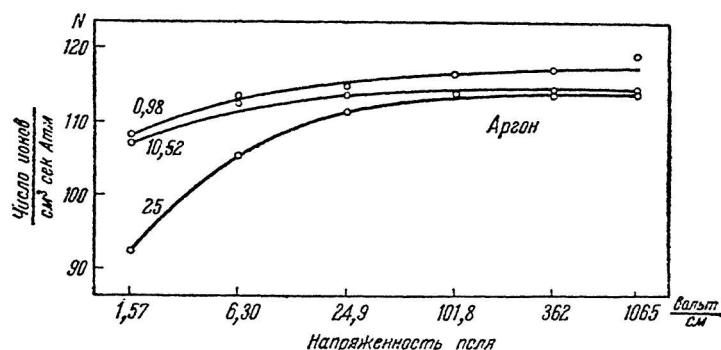


Рис. 39.

газа для больших полей приведенные на рис. 37, 38 и 39 кривые должны были бы сливатьсяся. Однако этого нет. Отсюда следует, что даже при таких больших полях, как 1000 вольт/см, мы еще не имеем токов насыщения. Степень насыщения тока, как пока-

зывают кривые рис. 37, 38 и 39, в сильной степени зависит от природы газа. Она имеет наибольшее значение для аргона и очень мала в таких газах, как CO_2 . Отступления от тока насыщения особенно велики для цилиндрических ионизационных камер, так как в них при обычно применяемых на практике разностях потенциалов напряженность поля у внешнего электрода, где находится основная масса ионизованного газа, никогда не превышает 10—20 вольт/см.

При работе с ионизационными камерами с газом под большим давлением следует всегда иметь в виду, что после изменения давления установившееся значение тока получается не сразу, а лишь через некоторое время (10—20 час.). Для различных газов изменение величины тока за этот период имеет различный ход. Так, например, в аргоне [38] ток за это время возрастает, а в CO_2 [39] он быстро достигает минимального значения и затем медленно возрастает: В воздухе он все время убывает. В чем лежит причина этих переходных эффектов, пока еще не совсем ясно.

Зависимость ионизационного тока от давления газа может быть найдена и теоретически. Однако расчеты могут быть проведены только для малых интенсивностей измеряемого излучения, для которых отсутствие тока насыщения можно объяснить рекомбинацией ионов внутри следов β -частиц. Еще в 1913 г. Яффе применил свою теорию ионизации колонками, развитую для α -частиц, для вычисления кривых $I = f(E)$ (I — ток, E — напряженность поля) для β - и γ -лучей. Вычисленные им кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Правда, для β - и γ -лучей, в отличие от α -частиц, пришлось ввести большее число постоянных, определяемых на основании экспериментального материала.

В дальнейшем некоторые авторы пытались применить формулы Яффе, вводя в них ряд постоянных, подбираемых экспериментально. Так, например, Гросс [40] с этой целью ввел три постоянных, Хариг [41] — две. Таким путем удалось получить более или менее правильный ход кривых.

В 1934 г. Ли [42] несколько видоизменил теорию Яффе, учитывая то обстоятельство, что значительная часть ионизации в следе β -частицы создается вторичными электронами. Полученная им формула для $I = f(E)$ содержит лишь одну произвольную постоянную, так же, как в теории Яффе для α -частиц. По внешнему виду эта формула совпадает с формулой (15), с тем лишь изменением, что функция $F(z)$ имеет у него более сложный вид. Однако $F(z)$ и в этом случае можно легко подсчитать на основании табличных данных. В виде примера на рис. 40 приведена зависимость тока от поля и давления газа для цилиндрической ионизационной камеры, заполненной азотом и облученной γ -лучами радия. Здесь кривые рассчитаны по теории Ли, а кружки дают экспериментальные значения. Кривые $I = f(E)$ даны для различных давлений, указанных на кривых. Согласие между

экспериментальными и теоретическими данными, как мы видим, получается хорошим. Однако следует помнить, что Ли при своих расчетах ввел ряд существенных упрощений, например он совсем не учитывал того обстоятельства, что следы β -частиц не являются прямолинейными. И кроме того, свою формулу, выведенную для однородного электрического поля, он применил для случая неоднородного поля цилиндрической камеры, положив поле равным его значению у внешней стенки камеры. Тем не менее, мы можем считать установленным, что в общих чертах теория Ли дает правильный ход для $I = f(p)$ и $I = f(E)$.

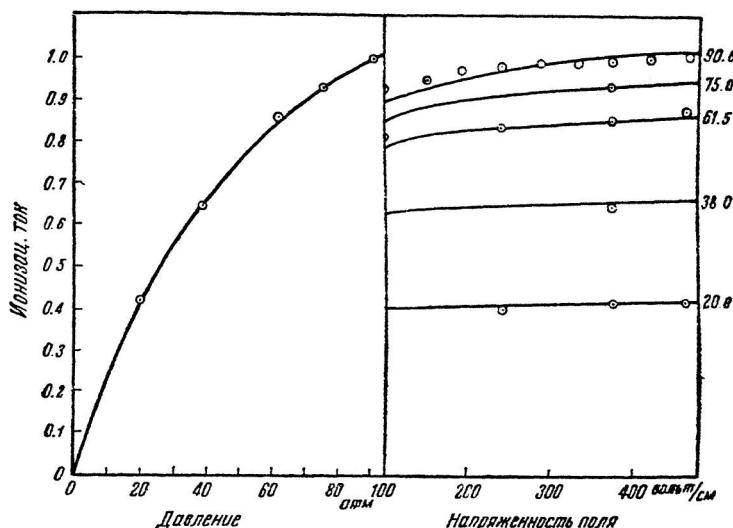


Рис. 40.

При работе с ионизационными камерами существенным является вопрос о выборе газа, которым камера наполняется. По этому вопросу существенные результаты получены в недавней работе Юппельса и Мазуха [43]. Они измеряли ионизационный ток в одной и той же камере (объем 2—3 литра), наполняя ее различными газами; при этом в отдельных сериях измерений применялся один и тот же источник излучения. Поэтому их результаты дают возможность сравнивать ионизирующее действие излучения для различных газов, исключая из рассмотрения объем камеры, ее форму и другие осложняющие факторы, которые затрудняют подобное сравнение для различных ионизационных камер. Полученные ими результаты для γ -излучения RaC, фильтрованного 6-мм. Pb, приведены в табл. 6. В ней I обозначает ионизацию, рассчитанную на единицу объема и единицу времени для нормальных условий. На рис. 41 дана зависимость

этой величины от плотности соответствующих газов. Из него видно, что в первом приближении ионизация возрастает пропорционально плотности газа.

Приведенные в таблице данные получены для нормального давления. При других давлениях отношение ионизаций для

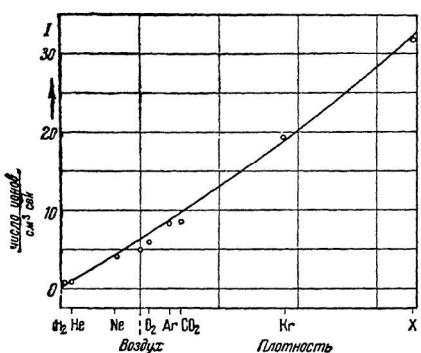


Рис. 41.

Таблица 6

Газ, наполняющий камеру	I
Гелий	1.00
Неон	4.25
Аргон	8.51
Криптон	19.4
Ксенон	31.9
Водород	0.89
Воздух	5.08
Кислород	5.82
Углекислый газ	8.70

различных газов будет иным. Его изменение будет определяться ходом кривых $I=f(p)$ для соответствующих газов, как показывает рис. 42, на котором приведены кривые для воздуха, азота и аргона, заимствованные из работ Гопфильда [35]. Кривая для аргона показывает наименьшее отклонение от линейной зависимости¹ и поднимается круче, чем кривая для воздуха. В соответствии с этим отношение $\frac{I_{\text{арг}}}{I_{\text{возд}}}$ возрастает с увеличением давления. То же самое можно сказать об отношении $\frac{I_{\text{арг}}}{I_{\text{азот}}}$. Кроме этого, отношение ионизаций для двух газов зависит также от спектрального состава измеряемого излучения, как показали Юильфис и Мазух [43].

На основании всех рассмотренных выше данных можно заключить, что наиболее подходящим из обычно применяемых газов (воздух, N₂, O₂, CO₂, A) для ионизационных камер, по-

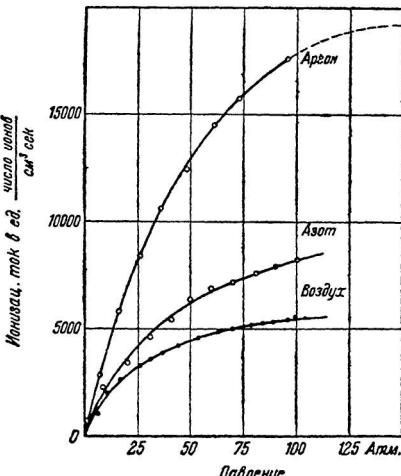


Рис. 42.

¹ Наименьшее отклонение от линейной зависимости для аргона объясняется тем, что в инертных газах отрицательным ионом (в отличие от

видимому, является аргон. Он дает большую понизацию и, кроме того, позволяет применять большие давления, поскольку для него кривая дает наименьшие отклонения от линейной зависимости.

Ионизационный ток в камере зависит также и от температуры. Температурный коэффициент изменения тока, определяемый соотношением $\beta = \frac{1}{I} \frac{dI}{dt}$, в различных условиях получается неодинаковым. Он зависит от природы и давления газа, наполняющего камеру, и от приложенного к ней напряжения. Это объясняется тем, что подвижность ионов и коэффициенты рекомби-

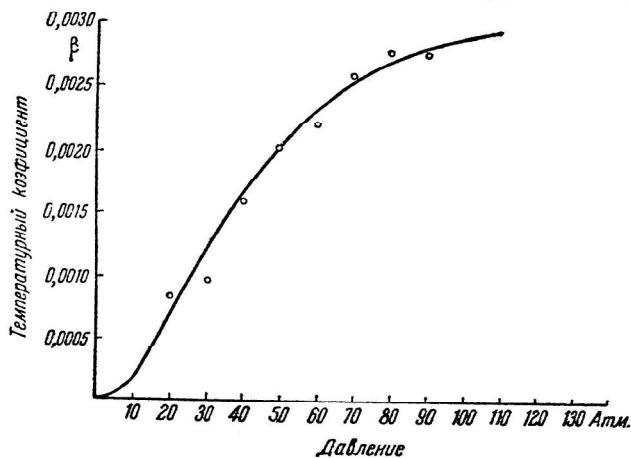


Рис. 43.

нации и диффузии меняют свою величину при изменении температуры. Для γ- и космических лучей в одних и тех же условиях β имеет одинаковые значения [44]. С увеличением давления температурный коэффициент резко возрастает,¹ как показывает рис. 43. На нем приведены данные, полученные Гингрихом [45] для воздуха.

Увеличение поля в камере обычно вызывает уменьшение температурного эффекта. Правда, имеются некоторые указания [42 и 47], что температурный эффект при различных полях может иметь противоположный знак и, кроме того, при заданном поле иметь противоположный знак в различных температурных интервалах (рис. 44).

других газов) является свободный электрон. Он обладает по сравнению с молекулярными ионами много большей подвижностью, поэтому в инертных газах рекомбинация ионов играет меньшую роль, обуславливая тем самым большую степень насыщения (см. также рис. 37, 38, 39).

¹ В некоторых случаях β уменьшается с увеличением давления газа [46].

Если учесть, что различные авторы для одного и того же газа находят неодинаковые значения β (что частично может быть объяснено различием применяемых полей), то отсюда сразу вытекает необходимость исследования температурной зависимости ионизационного тока для каждой отдельной ионизационной камеры.

На этом мы заканчиваем рассмотрение закономерностей, общих для всех больших камер.

Теперь обратимся к вопросу о применении камер для β -, γ - и космических лучей. При этом постараемся выяснить и те особенности, которые характерны для этих камер. Прежде всего кратко остановимся на камерах для β -лучей.

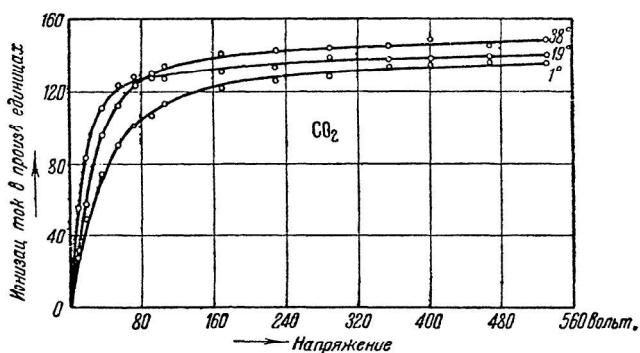


Рис. 44.

Применение ионизационных камер для β -, γ - и космических лучей и особенности этих камер

Ионизационные камеры в более ранних работах применялись довольно часто для исследования β -излучения. С их помощью изучалось поглощение и рассеяние β -лучей веществом, а также их ионизующая способность в различных газах для разных скоростей β -частиц. В настоящее время ионизационные камеры для исследования β -излучения применяются сравнительно редко. В качестве примера использования ионизационной камеры укажем на работу Ферми с сотрудниками [48], применившими ее в опытах по изучению искусственно радиоактивности, создаваемой в различных веществах медленными нейтронами. В частности ионизационная камера используется для определения периодов распада искусственно радиоактивных элементов. В этом случае она дает надежные результаты, так как при распаде характер β -излучения не меняется, а только уменьшается интенсивность излучения. Поэтому условия измерения для любых моментов времени остаются одинаковыми и теми же. Применяемая этими авторами камера изображена на рис. 45.

Ионизационные камеры для β -лучей применяются иногда при исследованиях радиоактивности минералов, а именно в тех

случаях, когда радиоактивность вещества не может быть определена другими способами (по γ - или α -лучам, а также по эмиссионным измерениям). Для этого производят сравнение ионизаций, создаваемых исследуемым веществом и некоторым эталоном.

Большие ионизационные камеры с повышенным давлением газа находят большое применение при исследовании γ -излучения. Как уже отмечалось выше, они применяются лишь для относительных измерений. Но даже и здесь встречаются значительные трудности, приводящие к тому, что результаты, получаемые по одному и тому же вопросу в различных лабораториях, часто противоречат друг другу. Это объясняется главным образом тем, что эффективность ионизационной камеры K (ионизационный ток на единицу падающего излучения) зависит от спектрального состава γ -излучения, а также от материала стенок и природы наполняющего ее газа. При этом для рассматриваемых камер зависимость K от длины волны теоретически вывести (как это, например, было сделано для маленьких ионизационных камер) не удается. Из этого следует, что вполне надежные результаты получаются лишь при относительных измерениях γ -излучения одного и того же спектрального состава. Однако, например, в большинстве опытов по рассеянию и поглощению γ -лучей веществом приходится иметь дело с излучением различного спектрального состава. Поэтому, если применять ионизационные камеры для сравнения интенсивностей таких излучений, то следует сделать какое-то предположение о зависимости эффективности камеры от длины волны. Наиболее естественно будет допустить, что для рассматриваемых здесь камер эта зависимость такова же, как и для маленьких ионизационных камер. Таким образом, обычно принимается, что для камер из легкого вещества, для которого можно пренебречь фотоэлектрическим поглощением по сравнению с комптоновским (например, для Al) $K \sim e\sigma_a$. Для камер, изготовленных из тяжелых элементов, приходится каким-нибудь образом учитывать также и фотоэлектрическое поглощение. Однако сделать это очень трудно. Например, у Резерфорда [28] для камеры из свинца принимается, что

$$K \sim e\sigma_a + \frac{1}{2} e\tau.$$

Здесь τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения.

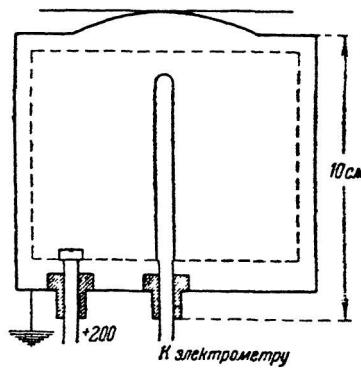


Рис. 45.

При этом следует иметь в виду, что все это делается довольно произвольно, и поэтому, применяя эти формулы, не приходится надеяться на особо надежные результаты. Правда, $e\sigma_a$ очень мало меняется при изменении длины волны, как это следует из рис. 46. Поэтому для ионизационных камер, сделанных из легкого вещества, K в не очень большом интервале длин волн можно для каждой камеры считать величиной постоянной.

Ионизационные камеры находят очень широкое применение при изучении всех процессов взаимодействия γ -излучения с веществом. Сюда прежде всего относятся вопросы поглощения и рассеяния этих лучей. В зависимости от поставленной задачи и условий опыта применяются ионизационные камеры самых

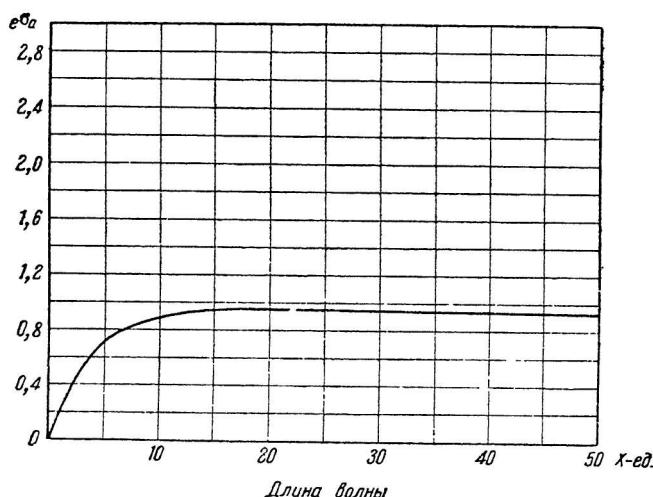


Рис. 46.

различных типов, изготовленные из различных материалов и наполненные различными газами. По этой причине мы здесь не останавливаемся на подробном описании этих камер. Наблюдаемые в таких камерах ионизационные токи в зависимости от условий опыта могут колебаться в самых широких пределах.

При измерении ионизационных токов почти всегда приходится вводить поправку на остаточный ток, так как он часто даже превышает ионизационный ток, создаваемый измеряемым излучением. Для измерения тока приходится обычно применять электрометры (например, однонитный электрометр системы Эдельмана, квадрантный или комптоновский электрометр и др.). При этом в дополнение к тем предосторожностям, которые всегда приходится выполнять при измерениях слабых токов, здесь еще нужно обратить внимание на то, чтобы провода, соединяющие ионизационную камеру с электрометром, проходили в от-

качанных трубках. Иначе γ -лучи будут понизовать имеющийся в них газ и тем самым сильно исказят измеряемый ток.

Ионизационные камеры для γ -лучей имеют также большое применение при промерах радиоактивных препаратов и при определении содержания радиоактивных веществ в минералах. Для таких измерений часто применяются электроскопы. В них ионизационная камера и измерительный прибор совмещаются в одном и том же сосуде (рис. 47). Такие приборы особенно удобны, например, для экспедиционных работ.

При промерах радиоактивных препаратов обычно производится сравнение исследуемого препарата с установленным эталоном. Если оба эти препарата испускают одно и то же γ -излучение, то сравнение их может быть произведено в любых условиях. Важно только, чтобы они были упакованы приблизительно одинаково. Такие измерения играют важную роль не только в физических исследованиях, но также и в медицине, например, при промерах ампул с эманацией, которая широко применяется в медицинской практике.

Если измеряемый препарат и эталон испускают γ -излучение различного спектрального состава, как это, например, имеет место при сравнении MsTh или RdTh с эталоном Ra , то в этом случае измерения должны производиться всегда в строго установленных условиях, так как результаты измерений в большой степени зависят от этих условий.

При измерениях ионизационными камерами интенсивности космических лучей существенную роль начинает играть остаточный ток,¹ создаваемый радиоактивными загрязнениями материала стенок камеры и окружающих предметов, в частности — атмосферного воздуха. Это вызывается тем, что создаваемый космическими лучами ток очень мал. Например, в первоначальных конструкциях ионизационных камер остаточный ток в несколько раз превышал ток от космических лучей (при атмосферном давлении и на уровне моря). Поэтому в дальнейшем главное внимание было обращено на уменьшение остаточного тока. Часть этого тока, обусловленную излучением от радиоактивных загрязнений окружающих предметов, удается довольно легко устранить, экранируя камеру соответствующими слоями вещества. Для устранения ионизации, вызываемой излучением от радиоактивных загрязнений стенок камеры (главным образом α -частицами), приходится применять специальные приемы. Один из таких приемов состоит в том, что внутрь ионизационной камеры вводится сетка, и ток измеряется между ней и центральным электр-

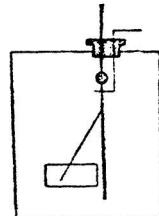


Рис. 47.

¹ При работе с γ -лучами, как уже отмечалось, остаточный ток также приходится учитывать. При этом в него включается и ток, создаваемый космическими лучами. Однако при измерениях с γ -лучами остаточный ток обычно играет относительно меньшую роль, чем в опытах с космическими лучами.

дом (Гофман и его сотрудники). Основная часть ионизации от излучения загрязнений возникает между сеткой и стенками камеры и поэтому при измерении тока в камере она не учитывается. Однако такой метод страдает целым рядом недостатков, из которых прежде всего следует отметить то, что введение сетки очень сильно уменьшает эффективные размеры камеры. Дальнейшее развитие измерительной методики показало, что метод сетки мало рационален. Его имеет смысл применять только в тех

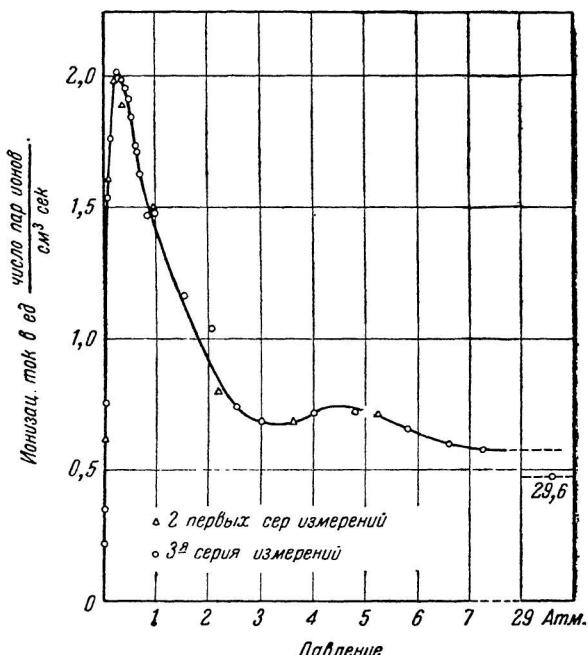


Рис. 48.

случаях, когда по каким-либо причинам приходится работать с камерами, наполненными газом под атмосферным давлением.

В настоящее время для уменьшения остаточной ионизации обычно поступают следующим образом. Многими авторами было показано [49], что остаточный ток ¹ (а также и его флуктуации) в существенной степени зависят от давления газа, которым наполнена ионизация камера: Типичная зависимость этого тока от давления приведена на рис. 48 для 35-литровой цилиндрической камеры, которой пользовался Регенер для измерения интенсивности космических лучей на больших глубинах в озерах. Камера была наполнена CO₂. Для измерения остаточного тока

¹ В дальнейшем мы будем под этим термином условно подразумевать только ток, создаваемый загрязнением самой камеры.

ионизационная камера погружалась в воду на 235 м. При этом она была экранирована от излучения окружающего ее вещества. Для столь больших глубин можно было считать, что ток в камере в основном возникает от радиоактивных загрязнений самой камеры, так как здесь космическое излучение очень сильно ослаблено. Из рис. 48 видно, что остаточный ток с увеличением давления газа в камере уменьшается, за исключением очень малых давлений (максимум на кривой соответствует наилучшему использованию α -частиц из стенок камеры; см. также рис. 18 и объяснение к нему). Ток же, создаваемый космическими лучами, с увеличением давления все время возрастает. Поэтому с увеличением давления газа остаточный ток будет играть все меньшую и меньшую роль. Особенно наглядно это обнаруживается на кривых рис. 49. Здесь кривая I дает ионизационный ток в камере при различных давлениях наполняющего ее газа (CO_2).¹

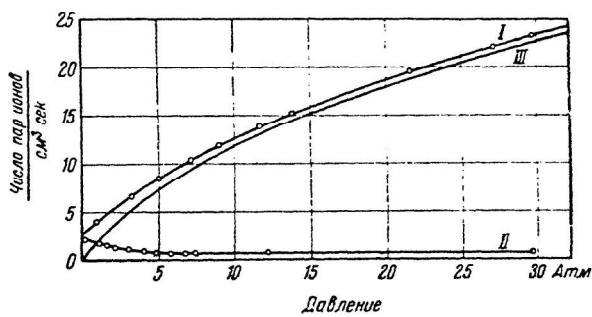


Рис. 49.

Кривая II дает соответствующие остаточные токи и, наконец, кривая III — разность между I и II, т. е. ионизационный ток, создаваемый только космическими лучами. Из приведенного рисунка видно, что небольшие давления в несколько атмосфер уже существенно улучшают соотношение между током от космических лучей и остаточным. Этим обстоятельством в настоящее время широко пользуются для уменьшения роли остаточного тока при измерениях интенсивности космических лучей. Однако здесь нужно иметь в виду, что остаточный ток, кроме того, зависит еще от геометрических факторов, природы газа, наполняющего камеру, приложенного напряжения, температуры. Поэтому остаточный ток следует измерять для каждой применяемой камеры. Обычно он измеряется в опытах с аппаратурой, погруженной на большую глубину в воду, или же в шахтах. При этом, конечно,

¹ Следует отметить, что у многих авторов кривая I, аналогичная I, вначале не идет плавно, а имеет бугор, соответствующий максимуму кривой остаточного тока. Наличие или отсутствие этого максимума обусловливается соотношением измеряемого суммарного тока и тока остаточного [49].

должно исключаться или каким-нибудь образом учитываться излучение от окружающих предметов, например, от горных пород в шахтах. Для того чтобы указать порядок величины остаточного тока для конкретных камер, напомним, что обычно интенсивность космических лучей характеризуется той ионизацией, которую они создают в воздухе при атмосферном давлении, т. е. числом пар ионов в 1 см³ в сек. Ионизация измеряется в I единицах, причем 1 I соответствует образованию в 1 см³ в сек. одной пары ионов. В тех же единицах измеряют обычно и остаточный ток.¹ Так, например, для 2-литрового прибора Штайнке остаточный ток имеет значение 0.2 I , для прибора Пфорте — 0.03 I и для прибора Регенера 0.04 I [50].

Перейдем теперь к описанию некоторых ионизационных камер, которыми пользуются для измерения интенсивности космического излучения. С этой целью применяются самые различные по своей конструкции и по объему ионизационные камеры (в некоторых случаях их объем достигает почти 200 литров, например, у открытой камеры Регенера [51]).

Иногда камеры устраиваются таким образом, что объем, занимаемый ионизуемым газом, и измерительный прибор совмещаются. Такие камеры по сути дела являются обычными электрометрами. Они всегда работают методом разрядки, т. е. ионизационный ток измеряется по быстроте потери заряда электрометром, который перед измерением заряжается до сравнительно высокого потенциала (сотни вольт). К этой категории относятся почти все переносные камеры, а также камеры, поднимаемые на большие высоты в стратосферу или опускаемые на большие глубины в воду (сюда же относятся всевозможные электроскопы, которыми часто пользовались в ранних исследованиях космических лучей).

Отличительная особенность этих камер состоит в том, что в них применяются электрометры малой чувствительности, обладающие, однако, большим постоянством в работе и мало зависящие от внешних условий (двунитные электрометры различных конструкций). Для записи показаний этих приборов часто пользуются автоматической регистрацией, например, при высотных и глубинных измерениях. Существует довольно много различных автоматических регистрирующих приборов. Здесь мы остановимся на описании только одного из них, а именно — прибора Регенера, которым он пользовался при измерении интенсивности космических лучей на больших глубинах [52].

Рисунок 50 изображает ионизационную камеру и электрометрическую систему Регенера. Ионизационная камера представляет собой стальную бомбу объемом 33.5 литра, наполнен-

¹ Следует иметь в виду, что при пересчете токов на нормальное давление воздуха отношение остаточного тока к ионизационному току, создаваемому космическими лучами, меняет свою величину. Это обусловливается тем обстоятельством, что оба эти тока зависят от давления различным образом (см. рис. 49).

ную углекислым газом под давлением 30 атм. Ее центральный электрод A укреплялся в янтарном конусе B и соединялся с нитью электрометра, которым производилось измерение тока. Устройство электрометра и регистрирующего приспособления легко можно понять из рис. 51. Электрометр, которым пользовался Регенер, представляет видоизменение обычных струнных электрометров. Тонкая волластонова нить W (диаметром 2—3 μ) длиною около 8 см прикреплена одним концом непосредственно к электроду T , другим — к кварцевой дужке Q , позволяющей регулировать натяжение нити и тем самым изменять чувствительность электрометра. Электрод T укреплен на том же янтарном конусе B , что и центральный электрод A ионизационной камеры, и соединен с последним. Во втором электроде G имеется отверстие, через которое производится освещение нити электрометра лампочкой B через конденсор L . Для регистрации по-

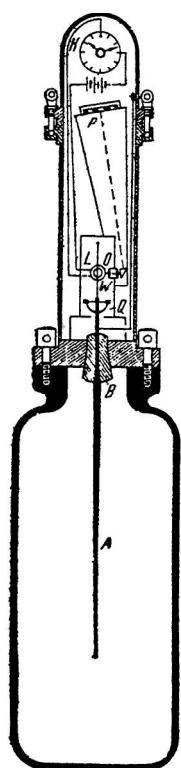


Рис. 50.

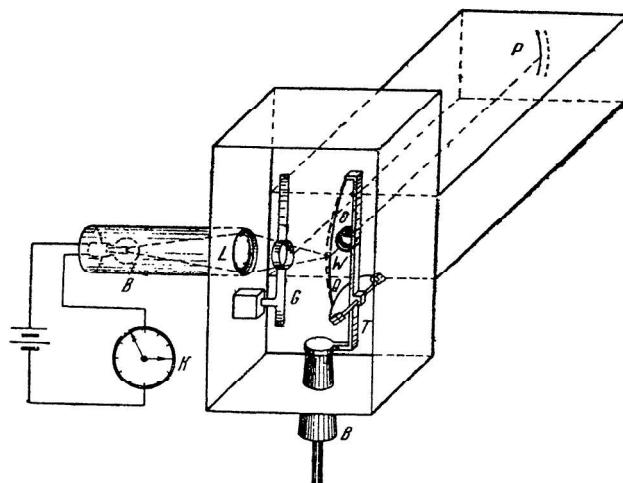


Рис. 51.

ложения нити применяется объектив O , который дает изображение нити (светлое на черном фоне) на фотопластинке P . В действительности в аппарате Регенера фотопластинка помещалась не сбоку, а над электрометром, для этого световой пучок поворачивался вверх с помощью маленькой призмы (рис. 50).

Измерения ионизационных токов производились следующим образом. Перед началом измерений электрометр заряжался приблизительно до 600 вольт. Затем через определенный промежуток времени (для подводных измерений через 1 час) производилось освещение нити электрометра. Для этого служили контактные

часы K , включавшие лампу B . Таким образом, на фотопластинке получалась система изображений нити для различных моментов времени (см. рис. 52, на котором приведены фотограммы для четырех глубин погружения, указанных слева). Обрабатывая полученную таким образом фотографию, можно вычислить быстроту спадания нити и тем самым величину ионизационного тока в камере. Действительно, для тока мы имеем

$$I = C \frac{dV}{dt}, \quad (27)$$

где C — электрическая емкость прибора, $\frac{dV}{dt}$ — быстрота спадания потенциала. Последняя величина берется непосредственно по фотографии. Для этого нужно только, чтобы электрометр был заранее проградуирован. Из рис. 52, например, сразу видно,

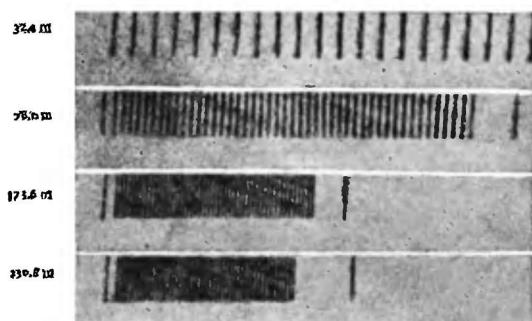


Рис. 52.

как сильно уменьшается интенсивность космических лучей при увеличении глубины погружения прибора.

Несколько видоизмененной методикой, основанной на том же самом принципе, Регенер пользовался при измерениях интенсивности космических лучей на больших высотах [53].

При этом на фотопластинке записывались не только показания электрометра, но также температура и давление на данной высоте.

В ряде других камер измерительные приборы (электрометры) отделяются от камеры. Это обычно имеет место в стационарных лабораторных установках. В них часто применяются наиболее чувствительные электрометры, например, электрометр Гофмана; при этом, как правило, ионизационные токи измеряются компенсационными методами. Они позволяют заметно повысить точность производимых измерений. В таких установках электрометр и трубки, в которых проходит провод, соединяющий ионизационную камеру с электрометром, откачиваются для избежания ионизации газа, находящегося в этих объемах, космическим излучением. В качестве примера подобных камер опишем здесь установку Гофмана и дифференциальную аппаратуру Шиндлера, часто применявшиеся при исследовании космических лучей и, в частности, так называемых «ионизационных толчков» Гофмана.

На рис. 53 изображена одна из камер Гофмана. Камера K работает при повышенном давлении (10—20 атм CO_2). Она снаб-

жена сеткой. Центральный электрод соединяется с вакуумным дуантным электрометром Гофмана E , позволяющим измерять токи до 10^{-18} А. Вакуумный конденсатор C служит для компенсации заряда электрометра. Эта компенсация достигается тем, что на конденсатор в течение длительного времени подается увеличивающееся со временем напряжение от потенциометра W . Потенциометр представляет собой проволоку, навитую на валик, который медленно вращается часовым механизмом. По валику автоматически перемещается движок, увеличивая тем самым напряжение на C . Это обстоятельство позволяет в течение дли-

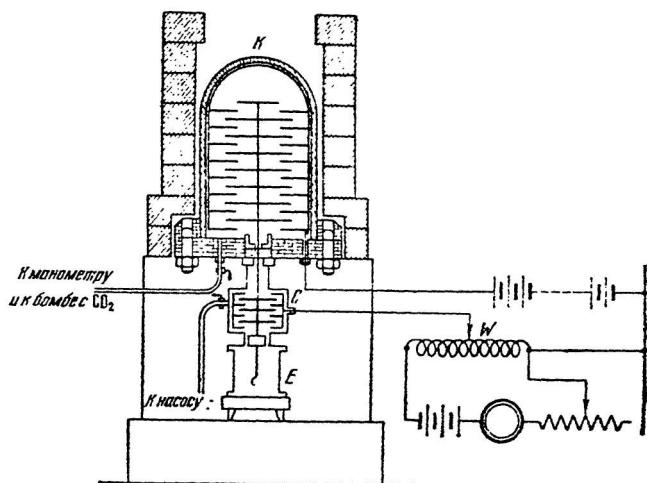


Рис. 53.

тельного времени (несколько часов) держать световой указатель на регистрирующей ленте, навитой на медленно вращающийся барабан и служащей для фотографирования положения указателя электрометра.

На рис. 54 изображена дифференциальная аппаратура Шиндлера [54], которой он пользовался при исследовании поглощения космических лучей различными веществами. В ней две тождественные ионизационные камеры K_1 и K_2 включены таким образом, что на их сетки поданы напряжения противоположного знака. Поэтому на нить однонитного Вульфовского электрометра E , соединенную с центральными электродами обеих камер N_1 и N_2 , приходят заряды противоположного знака, компенсирующие друг друга. Напряжения на сетках камер подобраны с помощью потенциометров W_1 и W_2 так, чтобы колебания в батарее B не могли вызывать отклонения нити (что могло бы быть вследствие небольшого различия емкости камер K_1 и K_2). Над электрометром

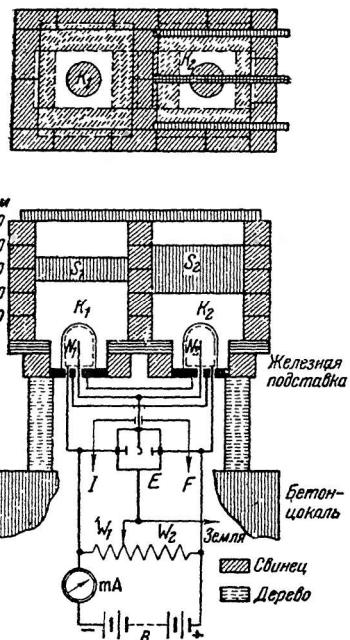


Рис. 54.

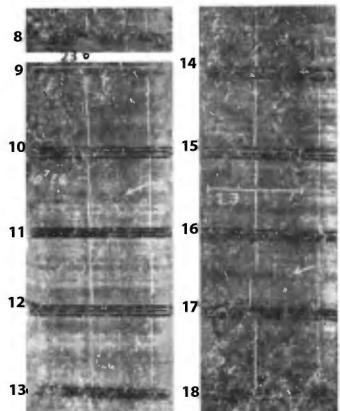


Рис. 55.

устроен конденсатор (J — подводка к нему), который позволяет индуцировать на электрометре определенный заряд. Там же имеется приспособление для заземления электрометра или подачи на него некоторого напряжения (F).

Для записи положения нити электрометра Шиндлер применял автоматическую регистрацию. На светочувствительной пленке, намотанной на вращающийся барабан, с помощью микроскопа получалось изображение нити электрометра. При этом горизонтальная щель вырезала узкую освещенную полоску. Щель длительно освещалась слабым светом, поэтому в течение всего периода измерений положение нити фиксировалось на пленке. На рис. 55 приведен пример подобной записи. Тройные черные полосы отмечают моменты времени, когда свет усиливается. В момент времени, соответствующий черте E , фиксировалось положение заземленной нити электрометра. Через 2 минуты после этого электрометр отземлялся, и через минуту фотографировалось положение отземления нити (A). Эта метка служила началом отсчета зарядки. Спустя еще 54 минуты свет опять усиливался, и регистрировалось положение нити к концу зарядки (S). Затем электрометр заземлялся, и все повторялось снова и т. д. Все эти операции делались автоматически. Для этого служили часы, замыкавшие в нужное время соответствующие контакты.

При полной компенсации нить описывает вертикальную полоску (тонкая светлая полоска на фотографии представляет собой проекцию неподвижной вертикальной марки; она служит для определения положения нити). Два резких отброса нити, отмеченные на фотографии стрелками, соответствуют ионизационным толчкам.

О чувствительности установки можно судить по горизонтальным масштабам. Малый масштаб (левый рисунок) соответствует заряду 10^7 элем. зарядов. Большой масштаб (правый рисунок) — заряду, который выделился бы за время 54 мин. при токе 1 A .

Описанная дифференциальная аппаратура применялась для определения поглощения космических лучей слоем какого-нибудь вещества. В отсутствии всяких экранов ток от одной камеры компенсирует ток от другой. Если теперь над одной из камер поместить слой вещества или над обеими камерами различные экраны S_1 и S_2 , то токи не будут компенсировать друг друга. Наблюдаемое в этом случае отклонение указывает, какая энергия космических лучей поглощается в экране.

В заключение кратко остановимся на рассмотрении вопроса о сопоставлении данных, получаемых для интенсивности космических лучей из измерений с различными ионизационными камерами. Как уже указывалось в начале этого раздела, результаты, получаемые по одному и тому же вопросу с различными ионизационными камерами, не всегда согласуются друг с другом. Подобные расхождения наблюдаются и при измерении интенсивности космических лучей, например, на уровне моря. Абсолютные значения интенсивности космических лучей, полученные различными авторами, отличаются друг от друга довольно сильно. Это частично обусловливается ошибками, которые делаются при введении поправки на остаточный ток, поскольку его величина не всегда точно известна и различна для разных ионизационных камер. Другая ошибка может возникнуть при пересчете ионизации на воздух при атмосферном давлении. Дело в том, что обычно создаваемая космическими лучами ионизация измеряется в камерах с повышенным давлением газа. Для пересчета получаемых результатов нужно для данной камеры знать переводной коэффициент, дающий отношение ионизации при данном давлении наполняющего камеру газа к ионизации в воздухе при атмосферном давлении. К сожалению, этот коэффициент, как можно судить на основании изложенного в данном параграфе материала, очень сильно зависит от многих факторов (в частности, — от конструкции камеры), которые не всегда удается правильно учесть.

Наконец, третья ошибка может возникнуть вследствие того, что рассчитанная на единицу объема ионизация, измеренная различными камерами при одинаковых условиях (природа и давление газа, температура, излучение), может оказаться неодинаковой. Такое расхождение может быть вызвано тем, что вторичное излучение из стекок, создающее часть ионизации в камере, будет различным для разных камер. Правда, обусловленная этим обстоятельством ошибка для космических лучей должна играть меньшую роль, чем для γ -лучей, поскольку в первом случае большая доля ионизации в камере создается частицами космических лучей, идущими из пространства вне камеры

(вследствие их большой проникающей способности). Из этих трех источников ошибок наиболее существенен, повидимому, первый.

ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, Handb. d. Physik. B. XIV, Kap. I. 1927.
2. E. Körner. Zs. f. Phys. 85, 442. 1933.
3. См., например, I. S. Townsend. Handb. d. Radiol. I, 177. 1920.
4. G. Jaffé. Ann. d. Phys. 42, 303. 1913; Phys. Zs. 30, 849. 1929.
5. G. Jaffé. Ann. d. Phys. 1, 977. 1929.
- 5a. H. Oggden. Phil. Mag. 26, 991. 1913.
6. W. H. Bragg a. R. D. Kleeman. Phil. Mag. 8, 726. 1904.
7. R. W. Lawson. Wien. Ber. 124, 637. 1915.
G. H. Henderson. Phil. Mag. 42, 539. 1921.
- I. Curie. Ann. d. Phys. 3, 299. 1925.
- I. Curie et F. Behounek. Journ. d. Physique 7, 125. 1926.
- H. Geiger. Zs. f. Phys. 8, 45. 1921.
- I. Curie et F. Joliot. C. R. 187, 43. 1928.
8. H. Fonovits. Wien. Ber. 120, 1187. 1911.
9. St. Meyer u. U. F. Hess. Wien. Ber. 120, 1187. 1911.
10. P. Curie. Journ. Chem. Phys. 22, 142. 1925.
11. H. Fränz. Zs. f. Phys. 44, 757. 1927.
12. А. П. Кирков, Г. В. Горшков и др. Радиоактивные геофизические методы в применении к геологии. 1934.
13. I. Curie et F. Joliot. C. R. 193, 1412, 1415. 1933.
I. Curie et F. Joliot. C. R. 194, 708. 1934.
P. Savel. Journ. d. Physique. 4, 609. 1933.
14. G. Failla. Phys. Rev. 50, 1198. 1936.
I. H. Lawrence a. E. O. Lawrence. Proc. Nat. Acad. 22, 124. 1936.
15. См., например, Hand. d. Experimentalphysik. B. 24, Т. 1, Kap. VIII. 1930.
16. См., например, L. H. Gray. Proc. Roy. Soc. A, 156, 578. 1936.
17. A. H. Compton a. S. K. Allison. X-Rays in Theory and Experiment, p. 478. 1935.
18. См., например, М. И. Корсунский. Физика рентгеновых лучей. 1936.
19. См., например, H. Küstner. Ann. d. Phys. 10, 616. 1931.
20. H. Küstner. Strahlentherapie 42, 337. 1931.
21. O. Gaertner. Strahlentherapie 22, 379. 1926.
22. H. Behnken u. R. Jaeger. Zs. f. tech. Phys. 7, 563. 1926.
23. I. Schechtmann. Ann. d. Phys. 5, 153. 1930.
24. G. W. C. Kaye a. W. Bincks. Proc. Roy. Soc. A 161, 564. 1937; Strahlentherapie 56, 608. 1936.
25. H. Behnken. Zs. f. tech. Phys. 5, 3. 1924; Phys. Zs. 24, 474. 1923.
26. См., например, H. Fricke u. O. Glasser. Zs. f. Phys. 29, 374. 1924.
R. Braun u. H. Küstner. Strahlentherapie 32, 737. 1929.
Mayer, Strahlentherapie 40, 576. 1931.
E. Albrecht. Strahlentherapie 42, 328. 1931.
27. L. H. Gray. Proc. Roy. Soc. A. 122, 647. 1929.
28. См., например, E. Rutherford, J. Chadwick a. C. D. Ellis. Radiations from Radioactive Substances, Kap. XV. 1930.

29. H. R. Hulme, I. McDougall, K. A. Buckingham a.
 R. H. Fowler. Proc. Roy. Soc. A. 149, 131. 1935.
 30. H. Smerker. Strahlentherapie 58, 267. 1937.
 31. E. Miehnickel u. B. Rajewsky. Strahlentherapie 50, 499,
 1934.
 32. И. В. Порайков. Физические основы дозиметрии рентгеновых
 лучей. 1934.
 И. В. Порайков. Исследования в области рентгенометрии. 1935.
 И. В. Порайков. Справочник по рентгенометрии. 1936.
 33. L. H. Gray. Proc. Roy. Soc. A. 159, 263. 1937.
 34. T. H. Laby a. G. W. C. Kaye. Phil. Mag. 16, 879. 1908.
 W. Wilson. Phil. Mag. 17, 216. 1909.
 H. A. Erikson. Phys. Rev. 27, 473. 1908.
 D. C. H. Florence. Phil. Mag. 25, 172. 1913.
 J. W. Broxon. Phys. Rev. 37, 468, 1320. 1931.
 J. W. Broxon. Phys. Rev. 42, 321. 1932.
 G. T. P. Tarrant. Proc. Roy. Soc. A. 135, 223. 1932.
 R. A. Millikan. Phys. Rev. 39, 397. 1932.
 S. Chylinski. Phys. Rev. 45, 309. 1934.
 35. J. J. Hopfield. Phys. Rev. 43, 675. 1933.
 36. J. S. Bowen. Phys. Rev. 41, 24. 1932.
 37. E. F. Cox. Phys. Rev. 45, 503. 1934.
 38. A. H. Compton a. J. J. Hopfield. Phys. Rev. 41, 539.
 1932.
 39. E. G. Steinke u. H. Schindler. Naturwiss. 20, 15. 1932.
 40. B. Gross. Zs. f. Phys. 78, 271. 1932.
 41. G. Harig. Phys. Zs. Sowjet 5, 637. 1934.
 42. D. E. Lea. Proc. Camb. Phil. Soc. 30, 81. 1934.
 43. J. Juilfs u. V. Masuch. Zs. f. Phys. 104, 458. 1937.
 44. J. C. Stearns a. W. Overbach. Phys. Rev. 40, 636. 1932.
 45. N. S. Gingrich. Phys. Rev. 41, 679. 1932.
 46. W. Mächler. Phys. Zs. 37, 211. 1936.
 47. B. Gross. Zs. f. Phys. 80, 125. 1932.
 48. E. Fermi a. E. Amaldi. Phys. Rev. 50, 899. 1936.
 49. P. Pfundt. Zs. f. Phys. 85, 439. 1933.
 E. Körner. Zs. f. Phys. 85, 442. 1933.
 I. A. Priebsch. Zs. f. Phys. 85, 448. 1933.
 P. Pfundt. Zs. f. Phys. 90, 440. 1934.
 50. См., например., E. G. Steinke. Handb. d. Phys. XXIII/2, Kap. 5.
 1933. Berlin.
 51. E. Regener u. R. Aufer. Phys. Zs. 35, 784. 1934.
 52. E. Regener. Zs. f. Phys. 74, 433. 1932.
 53. E. Regener. Phys. Zs. 34, 306. 1933; Phys. Zs. 35, 779. 1934.
 54. H. Schindler. Zs. f. Phys. 72, 625. 1930.

ГЛАВА III СЧЕТЧИКИ

В целом ряде областей физики весьма широкое применение получили так называемые счетчики Гейгер-Мюллера. С их помощью производится изучение интенсивности космического излучения и γ -лучей, исследуется искусственная и естественная радиоактивность, изучаются законы поглощения быстрых частиц, образование пар и ряд других вопросов современной физики.

Счетчики используются также для решения ряда задач, связанных с измерением интенсивности рентгеновского, ультрафиолетового и даже видимого излучения.

В соответствии со столь широкой областью применения, существует ряд различных типов счетчиков, отличающихся друг от друга формой электродов, давлением газа, чувствительностью, а также характером используемого в них газового разряда. Поэтому, прежде чем перейти к описанию механизма действия, особенностей и конструкции счетчиков, мы дадим весьма краткий очерк тех явлений газового разряда, знакомство с которыми необходимо для понимания работы счетчиков.

КРАТКИЙ ОЧЕРК ТЕОРИИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Для прохождения тока через газ при малых напряжениях между электродами необходима некоторая первоначальная ионизация. Величина тока, идущего при этом через газовый промежуток, будет пропорциональна этой ионизации. По мере увеличения напряжения движущиеся в газе электроны и ионы все чаще и чаще будут накапливать энергию, достаточную для ионизации ударом. Вследствие этого, сила тока будет возрастать. Однако, несмотря на возможность весьма значительного (относительно первоначального) возрастания силы тока, величина его, вплоть до некоторого напряжения V_z , попрежнему будет пропорциональна первоначальной ионизации. При прекращении действия ионизатора сила тока будет падать до нуля. Подобный разряд называется несамостоятельным.

Самостоятельный называется такой разряд, который не нуждается в посторонней ионизации и продолжает существовать и после ее прекращения. Сила тока при таком разряде не зависит

от действия внешнего ионизатора. Самостоятельный разряд сам создает необходимые для своего поддержания положительные ионы и электроны. Самостоятельные разряды делятся в основном на две группы: 1) разряды, при которых электрическое поле в пространстве между электродами определяется их формой и расположением и наложенной на них разностью потенциалов; 2) разряды, в которых электрическое поле в межэлектродном пространстве определяется величиной и распределением пространственных зарядов, создаваемых самим разрядом.

К первой группе принято относить все виды разрядов, в которых плотность тока и следовательно искажения поля, вызванные пространственным зарядом, малы. К этой группе относятся обычно так называемый таунсендовский разряд, а также разряд с острием или проволоки, называемый иногда коронирующим разрядом.

Вторая группа включает в себя большое число различных форм газового разряда, главнейшими из которых являются тлеющий и дуговой.

Тлеющий разряд

Отличительным признаком тлеющего разряда является наличие значительного изменения потенциала вблизи катода. Это изменение, называемое катодным падением потенциала, обусловлено положительным пространственным зарядом, расположенным около катода.

Электроны, необходимые для поддержания тлеющего разряда, доставляются катодом при бомбардировке последнего положительными ионами, ускоренными в области катодного падения потенциала.

При увеличении плотности тока (и при соответствующем давлении) тлеющий разряд переходит в дуговой. Дуговой разряд характеризуется отсутствием катодного падения потенциала. Здесь начинают играть существенную роль тепловые процессы в газе и на электродах.

Кроме указанных основных типов самостоятельного разряда существуют еще и другие разряды, например, искровой, являющийся группой быстро следующих друг за другом дуговых разрядов, разряд с искусственно подогреваемым катодом, высокочастотный и некоторые другие.

Каждая из перечисленных выше форм разряда имеет свою собственную характеристику. Характеристикой газового разряда называется кривая, представляющая зависимость тока разряда от напряжения.¹

¹ Для разрядов с большой плотностью тока обычно принято строить обратную зависимость, т. е. откладывать по оси абсцисс не напряжение, а силу тока. Это объясняется тем, что при наличии сопротивления в цепи, содержащей разрядный промежуток, напряжение на его зажимах будет определяться силой тока.

Здесь необходимо отметить, что переход одной формы разряда в другую, и вообще возможность получения определенной формы разряда определяется двумя параметрами — плотностью тока и давлением газа. Наиболее наглядно взаимная связь этих величин может быть изображена рис. 56. На этом рисунке схематически представлены области существования различных форм газового разряда в зависимости от указанных факторов.

Несамостоятельный разряд

Как известно, для случая плоских электродов характеристика несамостоятельного газового разряда может быть представлена кривой, изображенной на рис. 8.

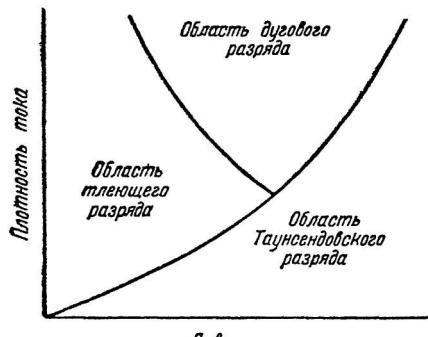


Рис. 56.

Интервал кривой, заключенный между точками *A* и *B*, является участком тока насыщения (см. гл. II). При увеличении напряжения, приложенного на электроды, движущиеся в газе электроны будут более часто производить ионизацию ударом. Это будет приводить к увеличению числа свободных носителей заряда, двигающихся в газе, т. е. к увеличению тока. Поэтому, начиная от

точки *B*, вольтамперная характеристика несамостоятельного разряда будет подниматься с увеличением напряжения сначала медленно, а затем все более и более круто. Таким образом, в противоположность току насыщения, в интервале *BC* ток снова начинает зависеть от напряжения. В точке *C* крутизна практически делается равной бесконечности. Эта точка, грубо говоря, является точкой возникновения самостоятельного разряда. Вблизи от точки *C* величина тока может в тысячу и даже десять тысяч раз превосходить величину тока насыщения. При этом «газоусиленный» ток будет пропорционален или почти пропорционален первоначальной ионизации, создаваемой действием постороннего ионизатора.¹

Зависимость газоусиленного тока от параметров разрядного промежутка — разности потенциалов на его электродах, давления и рода газа — может быть определена с помощью теории Таунсендса. Эта теория дает также возможность сформулировать

¹ Возможность значительного усиления тока (вызванного действием постороннего ионизатора) путем газового усиления используется в газополых фотоэлементах, а также в так называемых «пропорциональных» счетчиках.

условия пробоя, т. е. перехода от несамостоятельного разряда к самостоятельному.

Рассматривая условие стационарности разряда между плоскими электродами и учитывая ионизацию атомов или молекул газа ударами электронов и ионов, Таунсенд получил следующие уравнения:

$$\frac{di}{dx} = \alpha i_- + \beta i_+, \quad (1)$$

$$\frac{di_+}{dx} = -\alpha i_- - \beta i_-. \quad (2)$$

Здесь α — число пар ионов, образованных одним электроном на единице пути; β — соответствующая величина для положительных ионов; $i_- = en_-v_-$ и $i_+ = en_+v_+$, где e — заряд электрона, а n_- и v_- — число электронов в единице объема и их скорость; n_+ и v_+ — соответствующие величины для положительных ионов. Уравнения (1) и (2) совместно с уравнением тока

$$i = i_- + i_+ \quad (3)$$

позволяют определить зависимость газоусиленного тока от параметров разрядного промежутка. Для этого надо учесть граничные условия, т. е. значение i_- и i_+ на поверхности катода и анода. Положительные ионы, попадающие на катод, могут вырывать из него электроны. Обозначим через γ число электронов, создаваемое одним ионом. В этом случае граничными условиями являются: 1) равенство нулю тока положительных ионов на аноде; 2) значение электронного тока у катода, определяемое величиной γ и фотоэффектом с катода под действием какого-либо внешнего излучения (если таковое существует).¹

Решение таунсендовских уравнений в случае плоских электродов при этих условиях имеет следующий вид:

$$i = \frac{i_0(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha(\gamma + 1) - (\gamma\alpha + \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}, \quad (4)$$

где d — расстояние между электродами, а i_0 — фототок с катода.

Возникновение самостоятельного разряда

Рассмотрим условия возникновения самостоятельного разряда. Для простоты ограничимся случаем плоских электродов. Кроме того положим, что β очень мало сравнительно с α . Тогда уравнение (4) перепишется так:

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} * \quad (5)$$

¹ В том случае, если имеет место добавочная ионизация газа под действием внешнего ионизатора, в уравнения (1) и (2) должен быть добавлен член, определяющий ток, обусловленный этой ионизацией.

* Игнорируя коэффициентом β , можно уравнение (4) представить в таком же виде.

Как видно из уравнения (5), плотность тока несамостоятельного разряда при данном расстоянии между электродами определяется величинами a и γ . Эти коэффициенты, как известно, зависят от природы газа, его давления и градиента поля. Поэтому для данного разрядного промежутка a и γ изменяются только с изменением градиента потенциала.

Будем увеличивать напряжение на электродах. Тогда напряженность поля, а вместе с ней и указанные коэффициенты будут возрастать. Если напряжение на электродах станет достаточно большим, то может случиться, что знаменатель выражения (5) превратится в нуль. При этом ток сделается бесконечно большим и, следовательно, независящим от первоначальной ионизации. Согласно Таунсенду это и будет означать возникновение самостоятельного разряда.

Физически этот процесс можно рассматривать следующим образом. Представим себе, что за счет действия внешнего ионизатора у катода появляется n_0 электронов. Тогда на пути от катода к аноду эти электроны создадут $n_0 (e^{ad} - 1)$ новых ионов и электронов. Будем считать, что коэффициент β мал по сравнению с γ , т. е. учтем лишь выбивание электронов из катода положительными ионами. Тогда полное число электронов, созданных ударами положительных ионов о катод, будет $w = n_0 \gamma (e^{ad} - 1)$. Если ионы при ударе о катод смогут снова создать у катода по крайней мере n_0 электронов, то очевидно, что в этом случае разряд не будет нуждаться в постороннем источнике ионизации, а будет поддерживать себя сам. Следовательно, согласно Таунсенду, условием самостоятельного разряда будет $n_0 \gamma (e^{ad} - 1) = n_0$, т. е.

$$\gamma (e^{ad} - 1) - 1 = 0. \quad (6)$$

Это выражение как раз и стоит в знаменателе выражения (5). Разность потенциалов, при которой выполняется это условие, называется пробивным напряжением или потенциалом зажигания газового разряда. Зависимость пробивного напряжения от параметров разрядного промежутка для плоских электродов может быть представлена кривой рис. 57. По оси абсцисс здесь отложено произведение давления p на межэлектродное расстояние d , по оси ординат — потенциалы зажигания самостоятельного разряда V_z . То обстоятельство, что V_z есть функция, зависящая от произведения из давления газа на величину межэлектродного расстояния, было обнаружено Пашеном. Поэтому подобные кривые называются кривыми Пашена.

Теория Таунсенда позволяет весьма точно описать ряд процессов, связанных с прохождением тока через газ при малых напряжениях и плотностях тока. В частности Таунсенд с большой точностью смог вычислить пробивное напряжение для плоского разрядного промежутка, т. е. теоретически построить кривую Пашена.

Однако имеется ряд экспериментальных данных, указывающих на существенную роль ряда процессов, не учитываемых теорией Таунсенда.

Согласно этой теории само зажигание должно происходить плавно, без каких-либо скачков. Потенциал зажигания, определяемый условием (6), не должен зависеть от тока. В действительности оба эти условия выполняются только приближенно.

С наибольшими противоречиями, однако, встречается теория Таунсенда при определении времени, в течение которого развивается пробой. Исходя из основных предпосылок этой теории, следует ожидать, что время, протекшее с момента приложения напряжения к газовому промежутку до зажигания самостоятельного разряда (при достаточно интенсивной внешней ионизации), не может быть очень мало. Грубо говоря, оно не может быть меньше того времени, которое потребуется положительным ионам, образованным первой лавиной электронов, для того чтобы достичь катода. При атмосферном давлении, расстоянии между электродами в 1 см и напряжении в 30 кВ этот интервал времени не может быть меньше, чем 10^{-5} сек. В действительности же, как было показано опытами Роговского, это время не превосходит 10^{-7} сек.

Указанное противоречие было устранено работами как самого Роговского, так и других авторов в результате учета роли пространственного заряда.

Подробное исследование процесса пробоя привело Роговского к созданию новой теории, охватывающей несамостоятельный разряд, пробой и тлеющую форму самостоятельного разряда. Исходным пунктом указанной теории являются таунсендовские уравнения (1), (2), (3), к которым Роговский добавляет уравнение Пуассона для пространственного заряда, созданного током разряда. Кроме того он выражает α и γ как функции градиента поля и таким путем получает исходные уравнения и граничные условия задачи.

Не приводя здесь громоздкой математической формулировки этой теории, мы ограничимся кратким рассмотрением процесса пробоя.

Представим себе плоский разрядный промежуток, электроды которого присоединены к источнику тока бесконечной мощности. Напряжение, даваемое источником, пусть будет V_1 . Для простоты все изменения поля, возникающие в подобном промежутке за счет пространственных зарядов, будем рассматривать как ступен-

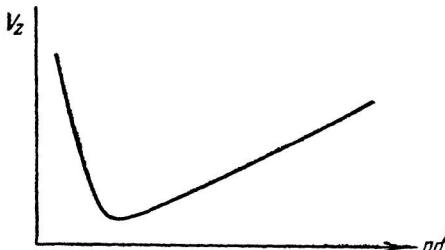


Рис. 57.

чные. Иными словами, будем считать, что всякое увеличение пространственного заряда эквивалентно уменьшению расстояния между электродами.

Для того чтобы разобрать, как протекает процесс пробоя, примем во внимание отношение числа электронов в двух последующих лавинах.¹ Это отношение μ , равное $\gamma (e^{\alpha d} - 1)$, Роговский называет ионизационным нарастанием. Величина ионизационного нарастания позволяет нам судить об увеличении или уменьшении тока во времени.

В нашей упрощенной картине пространственный заряд (образуемый электронными лавинами) будет стягивать область прохождения поля, т. е. будет как бы менять межэлектродное расстояние (рис. 58). По мере увеличения пространственного заряда поле будет стягиваться и распространяться уже до точки Q . Между Q и P поле будет равно нулю. Новое уве-

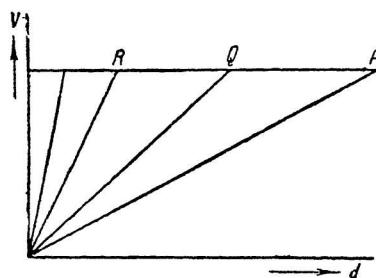


Рис. 58.

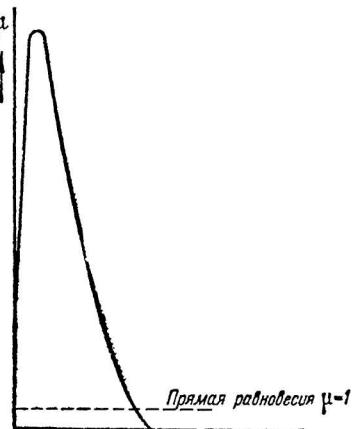


Рис. 59.

личение тока снова сократит область, занимаемую полем, доведя ее до расстояния, соответствующего точке R и т. д. Поэтому, исследуя зависимость μ от межэлектродного расстояния, мы тем самым получаем возможность проследить за изменением тока во времени. Как следует из (6), μ зависит от γ и a , являющихся в свою очередь функциями напряженности поля. Из экспериментальных данных известно, что, даже при весьма сильных полях, γ не может быть больше 4, а коэффициент a , возрастая с увеличением напряженности поля, все же стремится в пределе к некоторому постоянному значению. Следовательно, уменьшение области распространения поля, обусловленное пространственным

¹ При этом, как и раньше, для простоты мы рассматриваем дело так, как будто одна лавина электронов выходит с катода тогда, когда другая достигает анода, т. е. как будто одна отделена от другой каким-то определенным интервалом времени. Несмотря на то, что в действительности ионизационные процессы происходят непрерывно и как бы накладываются друг на друга, подобное упрощение не будет существенно искажать картину.

зарядом, будет действовать в двух противоположных направлениях: с одной стороны, оно будет увеличивать градиент, а тем самым и коэффициенты α и γ , с другой же стороны, оно будет как бы уменьшать d , т. е. расстояние, на котором происходит ионизация. Это приведет к тому, что кривая зависимости μ от d будет иметь максимум (рис. 59). При больших d величина μ будет возрастать при уменьшении расстояния. Затем она достигает максимума и, наконец, быстро падает. Подобный вид зависимости μ от d обусловлен тем, что сперва возрастание α и γ происходит быстрее, чем убывание d . Слева же от максимума — наоборот.

На основании рассмотренного можно наглядно проследить характер развития разряда. При $\mu < 1$ мы будем иметь несамостоятельный разряд. Согласно уравнению Таунсенда, существование стационарного тока в этой области возможно лишь за счет действия внешнего ионизатора.

Допустим теперь, что за счет уменьшения расстояния между электродами мы достигли того, что μ стало равным единице. Это соответствует точке a кривой Пашена (рис. 60). Легко видеть, что равенство $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$ обеспечивает возможность пробоя по Таунсенду. Однако в действительности это уравнение не соответствует условиям стационарного разряда, а определяет лишь условие его возникновения. Ясно, что в этом состоянии ток не может быть устойчив. Действительно, если пространственный заряд, образуемый током, хоть немного возрастет и уменьшит область действия поля, то ионизационное нарастание сейчас же станет больше единицы. Так как мы находимся справа от максимума (рис. 59), то это сейчас же приведет к новому увеличению тока и уменьшению области действия поля. Последнее снова увеличит μ , поле сократится еще больше, и это опять увеличит μ . Ток, таким образом, будет все время возрастать. Каждая последующая электронная лавина будет все больше увеличивать пространственный заряд и тем самым все больше стягивать область действия поля. Соответственно μ будет возрастать, дойдет до максимума и наконец окажется слева от максимума кривой ионизационного нарастания. По мере дальнейшего нарастания тока и пространственного заряда (пока $\mu > 1$, ток и пространственный заряд все же будут увеличиваться и поле стягиваться) мы снова дойдем до $\mu = 1$, но теперь уже слева от максимума кривой рис. 59. На кривой Пашена этому значению μ соответствует точка b . Таким образом, на этой кривой процесс пробоя экви-

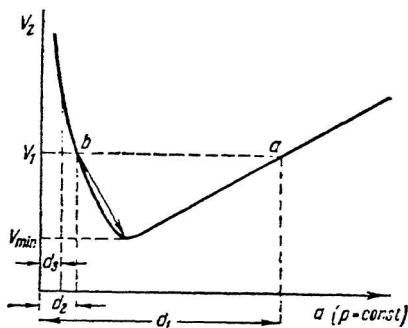


Рис. 60.

валентен непрерывному уменьшению расстояния между электродами. Поэтому в конечной стадии разряда (в случае бесконечно мощного источника напряжения) все поле концентрируется на расстоянии d_2 от катода.

Легко видеть, что вблизи от точки b разряд должен быть устойчив. Действительно, представим себе, что за счет каких-то случайных причин ток и пространственный заряд возрастет и тем самым еще сократит область действия поля. При этом, как видно на рис. 59, μ упадет и станет меньше единицы. Это приведет к тому, что в следующий же момент избыток пространственного заряда исчезнет. Поле восстановит свою прежнюю протяженность и μ снова станет равным единице. Точно так же будет и в том случае, когда пространственный заряд почему-либо уменьшится. Ослабление пространственного заряда приведет к увеличению области протяжения поля и через посредство последнего — к возрастанию μ . При этом ток и пространственный заряд снова возрастают. Таким образом и в этом случае первоначальный режим тока восстановится. Ясно поэтому, что уровень $\mu=1$ слева от максимума ионизационного нарастания соответствует некоторому устойчивому разряду. Это видно также на рис. 60. Как мы уже указывали, точка b этого рисунка соответствует значению $\mu=1$. Допустим, что пространственный заряд почему-либо слегка увеличился. При этом область действия поля уменьшится и станет равной d_3 . Однако при данном расстоянии окажется, что уровню $\mu=1$ соответствует напряжение большее, чем напряжение нашего источника. Иными словами, при таком расстоянии между электродами напряжение нашего источника окажется недостаточным для самостоятельного разряда. Ионизационное нарастание станет меньше единицы. Ток начнет уменьшаться. Одновременно с ним будет уменьшаться и пространственный заряд. Поле восстановит прежнюю протяженность и режим разряда станет прежним. Легко видеть, что и случайное уменьшение пространственного заряда, т. е. увеличение области действия поля, также не приведет к нарушению равновесия. Согласно Роговскому, это равновесное состояние соответствует тлеющему разряду. Действительно, отличительными признаками подобного разряда является, во-первых, наличие значительного пространственного заряда, расположенного возле катода, и во-вторых, механизм доставления электронов ударами ионов о катод. Эти явления как раз и характерны для той картины, которая соответствует устойчивому разряду вблизи от точки b .

Легко видеть, что тлеющий разряд сможет поддерживаться не только при напряжении V_1 . Представим себе, например, что мощность нашего источника тока не бесконечно велика. Тогда появление тока тлеющего разряда будет приводить к уменьшению напряжения на электродах разрядного промежутка. То же самое получится и при наличии сопротивления в цепи, содержащей этот промежуток. Пусть напряжение упадет до величины V_{\min} .

Ясно, что и в этом случае условие устойчивости будет соблюдено. Следовательно, тлеющий разряд сможет поддерживаться при напряжениях, меньших, чем напряжение зажигания. Иначе говоря, напряжение горения разряда будет ниже напряжения зажигания. Указанная разница вообще характерна для разрядов с большой плотностью тока и с большим пространственным зарядом.

Таким образом, процесс пробоя и образования тлеющего разряда нужно представлять себе как скачок от малых токов $\mu=1$ в области справа от минимума кривой (рис. 57) к большим. Этот скачок вызван стягиванием поля за счет положительного пространственного заряда.

Проведенное выше рассмотрение, конечно, крайне схематично и грубо. В действительности дело обстоит гораздо сложнее. Для наших целей, однако, достаточно понимания существа процесса разряда. Развитые выше представления будут нами использованы при рассмотрении общих принципов работы счетчиков.

Для последних существенна также коронная форма газового разряда. Поэтому мы дадим краткое изложение ее **характерных** свойств.

Коронирующий разряд

Коронирующим называется разряд, происходящий при сравнительно большом давлении в очень неравномерном электрическом поле.

Интенсивная ионизация газа, обычно сопровождающаяся свечением, происходит только в областях большого градиента, т. е. непосредственно вблизи электродов (в частном случае вблизи одного из них). Поэтому сила тока коронного разряда ограничивается малой проводимостью той области межэлектродного пространства, в которой не происходит интенсивной ионизации. В тлеющем же и дуговом разряде сопротивление, включенное во внешнюю цепь, ограничивает величину тока и не позволяет разряду развиваться дальше. В отличие от этого, коронирующий разряд может быть получен устойчивым без всякого добавочного сопротивления в цепи разрядного промежутка.

Современная теория газового разряда рассматривает корону как своеобразную форму тлеющего разряда с катодным падением потенциала, сконцентрированным на очень малом расстоянии вблизи коронирующего электрода.

В зависимости от параметров разрядного промежутка и формы электродов, сила тока коронирующего разряда и его вольтамперная характеристика будут различны. Явление короны в цилиндрическом поле тесно связано с работой счетчиков Гейгер-Мюллера. Поэтому при рассмотрении коронирующего разряда мы разберем только этот случай.

Для аксиальных электродов можно сравнительно просто определить вид коронной характеристики и начальное напряжение короны. Для простоты мы будем исходить из некоторых формаль-

ных соображений, которые обычно используются при теоретическом рассмотрении коронного разряда.

Так как поле в цилиндрическом конденсаторе неравномерно, то разряд (корона) возникает непосредственно возле центрального электрода, т. е. в месте наибольшего градиента. Можно считать, что зажигание разряда произойдет тогда, когда градиент на поверхности нити (центрального электрода) достигнет некоторого определенного, критического значения.

Величина этого критического градиента зависит от радиуса внутреннего электрода и плотности газа следующим образом:

$$E_{kp+} = 36.8\delta \left(1 + \frac{0.23}{\sqrt{\delta r_i}}\right) \frac{kV}{cm}. \quad (a)$$

$$E_{kp-} = 33.9\delta \left(1 + \frac{0.295}{\sqrt{\delta r_i}}\right) \frac{kV}{cm}. \quad (b)$$

Здесь δ — плотность воздуха, равная единице при 760 мм Hg и 25°C. r_i — радиус внутреннего электрода. Знаки + и — у E_{kp} указывают полярность центрального электрода. Используя значения E_{kp} , можно найти начальный потенциал зажигания короны. Для этого достаточно выразить градиент потенциала на поверхности центрального электрода через разность потенциалов, приложенную к разрядному промежутку.

Как известно, градиент в какой-либо точке, находящейся на расстоянии r от центра внутреннего электрода, может быть выражен формулой:

$$E = \frac{V}{r \ln \frac{R}{r_i}}. \quad (7)$$

Если мы положим $r = r_i$ и приравняем E критическому градиенту, то отсюда получим начальный потенциал зажигания коронного разряда V_z :

$$V_{+z} = E_{kp+} r_i \ln \frac{R}{r_i} = 36.8\delta \left(1 + \frac{0.23}{\sqrt{\delta r_i}}\right) r_i \ln \frac{R}{r_i} \text{ (в kV)}. \quad (8)$$

Эта формула в достаточно широких пределах дает согласие с опытом; в частности ею можно пользоваться для приближенного определения потенциала зажигания разряда в счетчиках и стабилизаторах.

Для того чтобы определить вольтамперную характеристику коронного разряда, удобно разбить весь разрядный промежуток, т. е. всю область поля, на две части: область интенсивной ионизации и область так называемого унипольярного тока. [Унипольярным называется ток, который обусловлен движением зарядов одного знака. Например, в случае, если центральный электрод положителен — это ток положительных ионов. Электроны, возникающие одновременно с ионами вблизи от центрального электрода, уходят к нему и поэтому к внешнему цилиндру (катоду)]

двигаются только положительные ионы. Поэтому в области слабого поля присутствуют ионы только того знака, как и знак центрального электрода.]

Рассмотрение условий движения зарядов в области униполярного тока позволяет весьма просто определить вид вольт-амперной характеристики короны.¹ Действительно, легко видеть, что в области униполярного тока должно быть справедливо следующее соотношение

$$\rho = \frac{I}{2\pi r v},$$

где ρ — плотность, а v — скорость ионов, I — ток на единицу длины аксиального электрода. С другой стороны, плотность ионов может быть определена из уравнения Пуассона, которое при наличии аксиальной симметрии в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = -4\pi\rho. \quad (9)$$

Сопоставляя эти формулы и выражая скорость v через uE (где u — подвижность ионов), получим:

$$E \frac{d}{dr} (rE) = -\frac{2I}{u}. \quad (10)$$

Теперь положим, что граница короны лежит при $r = r_t$. Градиент в этой точке и ее потенциал по отношению к центральному электроду пусть будут соответственно E_t и V_t . Тогда интегрирование уравнения (10) дает:

$$E = \frac{dv}{dr} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{I}{u} (r^2 - r_t^2)}. \quad (11)$$

Если разложить это выражение в ряд и пренебречь малыми членами, то для слабых токов получим:

$$I = \frac{2uV_z(V - V_z)}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}, \quad (12)$$

где V_z — начальный потенциал зажигания короны.

Если величину $\frac{2uV_z}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}$ обозначить через r_s , то уравнение можно

переписать так:

$$I = \frac{V - V_z}{r_s}. \quad (13)$$

¹ Область интенсивной ионизации в этом случае совершенно не рассматривается. Поэтому распределение градиента и ширина этой области остаются в этих расчетах неопределенными. Для определения указанных величин приходится делать некоторые дополнительные предположения. Впрочем, строгая теория коронирующего разряда позволяет вычислить ход градиента также и в области интенсивной ионизации.

Отсюда видно, что при $V \geq V_z$ сила тока короны определяется перенапряжением $\Delta V = V - V_z$ и постоянным¹ сопротивлением r_s коронирующего промежутка. Поэтому начальный участок коронной характеристики может быть представлен прямой линией. Иллюстрацией сказанного служит рис. 61, на котором приведена коронная характеристика, полученная Вернером [1]. Уравнение (13) будет использовано в дальнейшем при рассмотрении различных сторон работы счетчиков Гейгер-Мюллера.

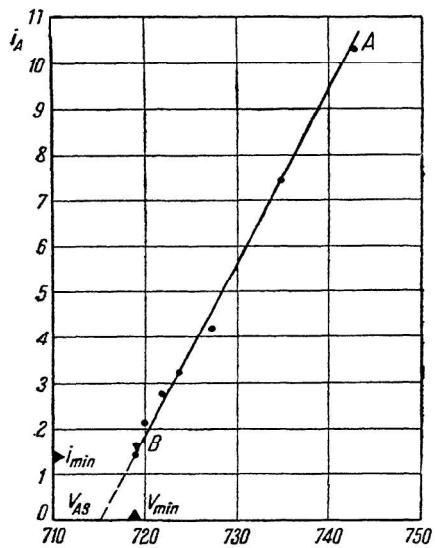


Рис. 61.

ставляя собой металлическую полусферу B , в середину которой помещается маленький металлический шарик A . Этот шарик укреплялся на стерженьке C , проходившем через изолятор (см. рис. 62). Металлическая полусфера счетчика соединялась с отрицательным

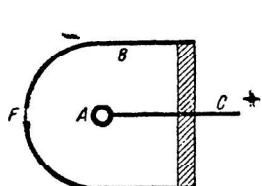


Рис. 62.

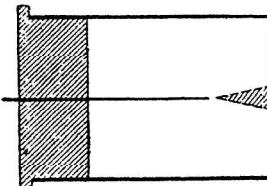


Рис. 63.

полюсом батареи напряжением в 1800 вольт. Центральный электрод был соединен с положительным полюсом этой батареи через сопротивление порядка $10^9 \Omega$, к которому приключался обычный

¹ В действительности r_s меняется с напряжением, однако, в пределах уже сделанного допущения, это не внесет существенной ошибки. При малых токах r_s может считаться постоянным.

электрометр. Против шарика в металлической стенке счетчика находилось маленькое отверстие F , закрытое тонкой слюдой. α -частицы, прошедшие через это отверстие, создавали внутри счетчика ионизацию, которая усиливалась за счет несамостоятельного разряда. Благодаря этому усилиению оказалось возможным регистрировать каждую α -частицу, попавшую внутрь счетчика. Таким образом в этом счетчике для увеличения первоначальной ионизации использовался несамостоятельный разряд. Коэффициент усиления¹ для α -частиц был порядка 10^3 — 10^4 .

В дальнейшем Гейгер [3] заменил шарик острием. При этом незначительном видоизменении оказалось возможным регистрировать не только α -частицы, но также и β -частицы. Подобный счетчик называется обычно острийным счетчиком (рис. 63).

Как было показано работами ряда исследователей, острийный счетчик будет обладать различными свойствами, в зависимости от полярности острия и величины наложенного напряжения. Если разность потенциалов, наложенная на счетчик с положительным острием, будет ниже потенциала возникновения самостоятельного разряда V_z , то счетчик будет работать как пропорциональный. Усиление ионизации будет достигаться несамостоятельным разрядом. Поэтому импульс тока и количество ионов, пришедших на электроды, будет (в некоторых пределах) пропорционально первоначальной ионизации. Если же напряжение, наложенное на счетчик, будет больше V_z , то α - и β -частицы будут вызывать вспышку самостоятельного разряда. Величина же тока самостоятельного разряда не будет зависеть от первоначальной ионизации.

Измерение числа частиц в этом случае возможно в силу того, что ток самостоятельного разряда, вызванного частицей, быстро прекращается. Поэтому, спустя уже малый промежуток времени, порядка 10^{-2} сек., счетчик снова готов к дальнейшей работе. Прекращение разряда происходит вследствие уменьшения напряжения на электродах счетчика. Это уменьшение обусловливается тем, что при появлении тока получится некоторое падение напряжения на высокоомном сопротивлении.

Так как сила тока самостоятельного разряда не зависит от действия внешнего ионизатора, то и величина импульса тока в счетчике также не будет зависеть от первоначальной ионизации. Таким образом в этом случае счетчик будет реагировать на α - и β -частицы совершенно одинаково.

При отрицательной полярности острия область пропорцио-

¹ Коэффициентом усиления здесь и в дальнейшем мы будем называть отношение числа пар ионов, пришедших на электроды, к числу пар ионов, созданных непосредственно самой частицей в счетчике (за вычетом рекомбинирующих в колонках).

нального усиления вообще не может быть получена. Счетчик может работать лишь в области самостоятельного разряда.¹

Существенная черта остранных счетчиков состоит в том, что ис всякая частица, попадающая внутрь его, будет обнаружена счетчиком. Разряд вызовут лишь те частицы, которые создадут несколько пар ионов внутри конуса, изображенного на рис. 63 штриховкой. Электроны, созданные вне этого конуса, двигаясь к центральному электроду, достигнут его, не проходя участка с достаточно большим градиентом. Поэтому они не вызовут разряда. Иными словами, различные области подобного счетчика обладают различным начальным потенциалом зажигания разряда.

К числу других существенных недостатков остранных счетчиков относится их неустойчивость и непостоянство в работе. Повидимому, это обусловливается тем, что величина рабочего объема и вид характеристики сильно зависят от состояния поверхности острия.

Величина и распределение градиента потенциала будут меняться вместе с изменением этой поверхности. Последние могут быть вызваны по-

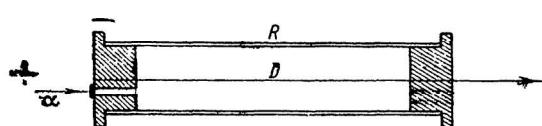


Рис. 64.

паданием пылинок, подогревом острия разрядом (особенно при отрицательной полярности последнего), химическими процессами и т. п. Это будет приводить к изменению чувствительности счетчика, колебаниям рабочего напряжения и к плохой воспроизводимости результатов.

Поэтому остранные счетчики в настоящее время почти не употребляются. На этом основании мы не будем останавливаться на более подробном описании их действия, чувствительности и проч., а прямо перейдем к так называемым счетчикам Гейгер-Мюллера.

Счетчики Гейгер-Мюллера

Счетчик Гейгер-Мюллера [4] был впервые описан его авторами в 1924 г. Он представляет собой обычный цилиндрический конденсатор; внутренним электродом его служит тонкая металлическая нить 0.1—0.2 мм диаметром, натянутая аксиально (рис. 64). Цилиндрическая оболочка счетчика диаметром в 2—3 см присоединяется к отрицательному полюсу источника высокого напряжения. Величина последнего зависит от параметров счетчика; она обычно бывает порядка 1500—2000 вольт. Второй электрод — нить D — соединяется с землей и положительным полю-

¹ Это обусловлено тем, что электроны, созданные какой-либо ионизирующей частицей в газе, двигаясь к внешнему электроду счетчика, не пройдут области большого градиента. Ионизация же, обусловленная положительными ионами, проходящими это поле, будет очень мала.

сом источника напряжения через сопротивление в $5 \cdot 10^8$ — $5 \cdot 10^9$ ом. К высокоомному сопротивлению приключается электрометр или ламповый усилитель с механическим счетчиком (нумератором), как это изображено на рис. 65. Счетчик наполняется каким-либо газом. Для этого обычно используется водород, воздух, аргон в смеси с воздухом, азот, кислород и некоторые другие газы.

Аналогично острыйному счетчику, счетчик Гейгер-Мюллера при положительной полярности нити может работать и как пропорциональный и как счетчик с самостоятельным разрядом. Счетчик с отрицательной полярностью нити может быть использован лишь в области самостоятельного разряда. Счетчик с положительной полярностью нити получил наиболее широкое применение. Поэтому мы дадим подробный разбор механизма его действия и различных сторон его работы. При этом здесь мы

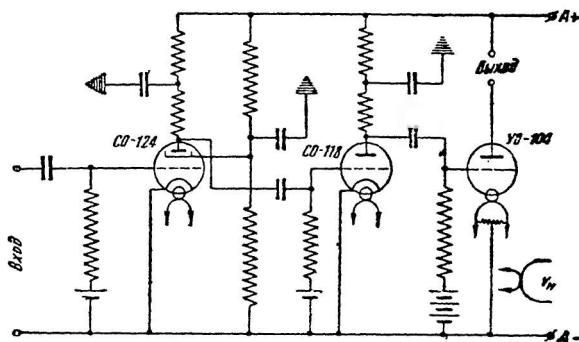


Рис. 65.

ограничимся описанием счетчика с самостоятельным разрядом. Свойства пропорционального счетчика будут специально разобраны в следующей главе.

Свойства счетчика как измерительного прибора определяются его счетной или рабочей характеристикой. Рабочей характеристикой называется кривая, дающая зависимость числа разрядов в счетчике в единицу времени от величины приложенного к нему напряжения. На рис. 66 изображена типичная рабочая характеристика счетчика Гейгер-Мюллера. Нижняя кривая относится к счетчику в отсутствии облучения, верхняя — к облучаемому счетчику.

Разность потенциалов, при которой впервые возникают разряды (мы будем называть их также импульсами тока), называется начальным потенциалом работы счетчика (точка V_s). Как видно из рис. 66, при увеличении напряжения число импульсов n сначала возрастает довольно быстро, а затем, начиная с напряжения V_A , остается примерно постоянным до потенциала V_B . При дальнейшем увеличении напряжения n снова возрастает и на-

конец в точке V_C возникает практически негаснущий разряд. В зависимости от величины перенапряжения¹ рабочая характеристика может быть, грубо говоря, разбита на три части. Если напряжение меньше, чем V_A , то не все ионизующие частицы, попадающие в счетчик, будут вызывать разряд. Это видно из того, что при малом напряжении число разрядов в единицу времени меньше того, которое достигается в интервале $V_A - V_B$. Причина малой чувствительности счетчика в этой области еще недостаточно выяснена. Повидимому, для возникновения самостоятельного разряда при этих напряжениях необходимы какие-то дополнительные условия — одного лишь наличия электронов и ионов

в рабочем объеме счетчика недостаточно. Возможно, что эти условия связаны с числом созданных ионов и электронов, или местом их возникновения.

Для практического использования счетчика важно лишь, чтобы работа велась в участке $V_A - V_B$ счетной характеристики. Этот участок

стока напряжения называется областью «насыщения». Область «насыщения» не представляет собой прямой параллельной оси абсцисс. Она имеет некоторый наклон, величина которого зависит от параметров схемы, конструкции, техники изготовления и индивидуальных свойств счетчика (металла катода, природы и давления газа и пр.). В частности, для коротких счетчиков или счетчиков с неаксиально натянутой нитью этот наклон будет связан с увеличением «эффективной» длины счетчика.²

При дальнейшем повышении напряжения число разрядов снова начинает возрастать. Однако это происходит уже не за счет увеличения чувствительности, а в силу появления так называемых самопроизвольных разрядов.³ Часто вид рабочей характеристики в этой области вообще меняется со временем. В зависимости от условий и индивидуальных свойств счетчика это изменение может быть очень значительным. В счетчике появляются так называемые групповые разряды, т. е. импульсы, быстро (в пределах 0.01 сек.) следующие друг за другом. Производить

¹ Перенапряжением называется превышение потенциала счетчика над его начальным потенциалом работы, т. е. величина $V - V_z$.

² «Эффективной» мы называем длину счетчика, которая участвует в регистрации частиц, т. е. определяет действительный рабочий объем счетчика.

³ Вопрос о поведении счетчиков в области самопроизвольных разрядов и причинах, вызывающих их появление, будет специально рассмотрен в конце этой главы.

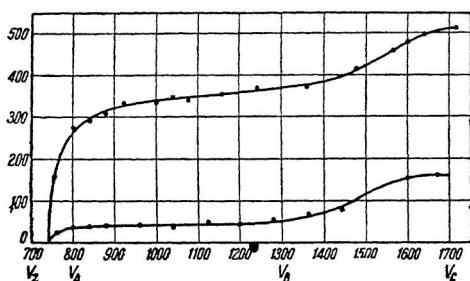


Рис. 66.

какие-либо надежные измерения в этой области практически часто невозможны.

Разряды, происходящие в счетчике, работающем в области насыщения без облучения, называются темновыми разрядами или фоном. Величина темнового фона, т. е. число разрядов в единицу времени (нижняя кривая рис. 66), зависит от ряда факторов. Главнейшими из них являются величина цилиндрической поверхности и давление газа. В нормально работающем счетчике величина фона определяется в основном космическим излучением, радиоактивными загрязнениями воздуха и стенок счетчика, а также радиоактивностью земли. В среднем, на один квадратный сантиметр поверхности счетчика, при не слишком малых давлениях, приходится один импульс в минуту.

В отличие от счетчика с острием или шариком, рабочий объем счетчика Гейгер-Мюллера с положительной нитью почти равен полному объему, охватываемому цилиндрическим электродом.

В действительности величина рабочего объема зависит от наличия изолирующих пробок, на которых обычно укрепляется центральный электрод. Вблизи пробок чувствительность немногого падает. Зависимость чувствительности счетчика от места попадания ионизующего излучения (β -частиц) может быть представлена кривой рис. 67. По оси абсцисс отложено расстояние от конца металлического цилиндра (катода) счетчика, по оси ординат — число импульсов в минуту.

Как видно из этой кривой (полученной Гейгер-Мюллером [5]), чувствительность счетчика почти по всей длине одинакова. Поэтому рабочий объем счетчика практически равен объему цилиндра. Небольшое падение чувствительности на краях объясняется искажением поля изолирующими пробками. В том случае, когда пробки отсутствуют (нить укреплена в точках, достаточно удаленных от краев цилиндра), рабочий объем также не будет строго равен объему, охватываемому цилиндром. Он может быть немножко больше. При увеличении напряжения как в первом, так и во втором случае рабочий объем будет слегка возрастать. Однако при длинном счетчике относительное увеличение объема будет мало. Для коротких же счетчиков (2—3 см), особенно, если они не закрыты пробками, увеличение рабочего объема может стать весьма заметным и может отразиться на виде их рабочей характеристики.

Широкое распространение, которое счетчики получили во многих областях физического исследования, обусловлено их большой чувствительностью. В то время как с помощью фотоэлементов, ионизационных камер и других методов можно измерять интенсивности излучения, вызывающие токи порядка до 10^{-16} А,

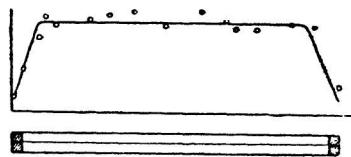


Рис. 67.

счетчик дает возможность пойти в этом направлении значительно дальше. Он позволяет измерять токи порядка 10^{-20} А. Такой ток соответствует появлению в счетчике всего нескольких электронов в минуту. В некоторых специальных случаях (схемы совпадений) с помощью счетчиков можно обнаружить прохождение одного быстрого электрона, даже если это событие происходит реже, чем один раз в час.

Подобная чувствительность объясняется тем, что счетчик Гейгер-Мюллера является по существу своеобразным газовым реле. Опытами ряда исследователей (Гейгер-Мюллера, Хупферберга [6], Вернера, Лёка [7] и др.) было показано, что появление одного электрона в рабочем объеме счетчика уже приводит к возникновению самостоятельного разряда.¹ Эти измерения были проделаны на совершенно различных счетчиках, отличающихся размерами, материалом электродов и давлением наполняющего их газа. Излучения, обнаруживаемые счетчиком, точно так же были совершенно различны. Опыты показали, что при измерении интенсивности α -, β - и γ -излучения, рентгеновского, ультрафиолетового и даже видимого света для возникновения разряда было достаточно появления одного электрона вблизи от нити счетчика. Следовательно, максимальная чувствительность счетчиков оказывается одинаковой, независящей от особенностей конструкции каждого из них.

Легко видеть, что это свойство обусловлено самим механизмом работы счетчика. Действительно, рабочим напряжением счетчика является напряжение, превышающее начальный потенциал самостоятельного разряда. Однако в предыдущем разделе нами было показано, что этот потенциал уже соответствует уровню $\mu=1$ ионизационного нарастания. Следовательно, рабочему напряжению всякого счетчика соответствует ионизационное нарастание, значительно большее единицы. Это означает, что каждая последующая электронная лавина будет значительно больше предыдущей. Из этого ясно, что в частном случае для зажигания разряда достаточно и одного электрона.

МЕХАНИЗМ РАБОТЫ СЧЕТЧИКА

Форма газового разряда

Вопросы о форме газового разряда в счетчике и о причинах его обрывания, в настоящее время, могут считаться в основном выясненными. Оба эти вопроса тесно связаны между собой. Поэтому установление механизма обрывания разряда стало возможным лишь после выяснения характера разряда в счетчике.

Существенный шаг в этом направлении был сделан в работе Грейнера [8]. Грейнер исследовал совпадения в двух счетчиках, расположенных так, что ультрафиолетовое излучение, возни-

¹ Конечно, при напряжениях, соответствующих области „насыщения“.

кавшее при разряде в каком-либо одном из них, могло вызывать появление разряда в другом. Опыты показали, что при разряде весь объем счетчика должен быть заполнен этим разрядом. В противоположность существовавшим вначале предположениям, разряд не может быть локализован в малом объеме в виде узкого шнура тока — например, искры. Раз начавшись, он должен мгновенно распространяться по всей поверхности электродов, т. е. заполнить весь рабочий объем счетчика. Это распространение разряда обусловливается очень интенсивным ультрафиолетовым излучением, возникающим в процессе пробоя.

Наибольший градиент электрического поля находится вблизи нити. Можно предположить, что вблизи последней и происходит наиболее интенсивное возбуждение ультрафиолетового излучения. Таким образом, эксперименты Грейнера указывают на коронный характер разряда в счетчике. Визуальные наблюдения также подтверждают это предположение. По данным Меджуса [9], Вернера [10] и др., при возникновении разряда возле нити появляется отчетливо видимая корона. Это легко наблюдать невооруженным глазом при небольших давлениях порядка 5 см Hg. По мере уменьшения давления радиус светящегося столба короны возрастает, при увеличении давления падает. Наконец, вольтамперная характеристика счетчика совпадает с обычной коронной характеристикой.

Вольтамперная характеристика счетчика

Согласно Вернеру, вольтамперная характеристика счетчика может быть представлена в виде прямой, изображенной на рис. 61. Здесь по оси абсцисс отложено напряжение на электродах счетчика. Эта характеристика снята без сопротивления в цепи счетчика. (Напомним, что, согласно сказанному выше, коронная форма разряда может быть устойчивой и без внешнего сопротивления в цепи разрядного промежутка.) В зависимости от давления и природы газа наклон прямой вольтамперной характеристики будет меняться. При уменьшении давления одному и тому же перенапряжению (т. е. разности $V - V_z$) будет соответствовать больший ток, при увеличении — меньший. Изменение наклона характеристики соответствует изменению «внутреннего сопротивления» счетчика. При больших давлениях газа, r_s будет медленно меняться в зависимости от давления; при малых — наоборот, быстро. Соответствующие кривые (заимствованные из работы Вернера) приведены на рис. 68. По оси ординат отложены токи, по оси абсцисс — напряжение на счетчике.

Исследуя коронные характеристики, Вернер обнаружил, что при напряжениях меньших некоторого V_{min} не удается получить стационарной короны. Хотя зажигание разряда при этих напряжениях и происходит, однако он не может существовать устойчиво. Раз зажегшись, разряд снова быстро гаснет. При этом самоизвольное зажигание и погасание разряда может происходить внутри всего интервала напряжения от V_z до V_{min} .

Область такой нестационарной короны отмечена на рис. 61 пунктиром. Исследуя подобную форму разряда, Вернер показал, что она может быть сделана стабильной за счет действия внешнего

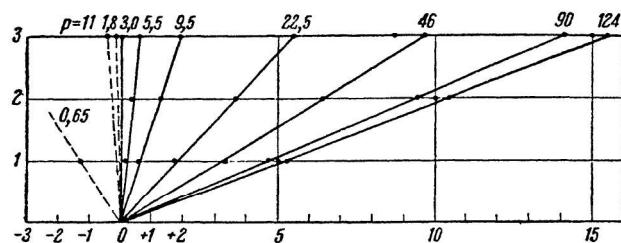


Рис. 68.

ионизатора. Характеристика подобной «стабилизированной» короны приведена на рис. 69.

Стабилизация может быть достигнута различными способами. В частности Вернер добивался ее путем освещения катода счетчика видимым или ультрафиолетовым излучением. Как показывает рис. 69, характеристика «стабилизированной» короны, так же как и начальный участок обычной коронной характеристики, имеет вид прямой. Она является по существу продолжением обычной характеристики в область малых токов. Из последнего ри-

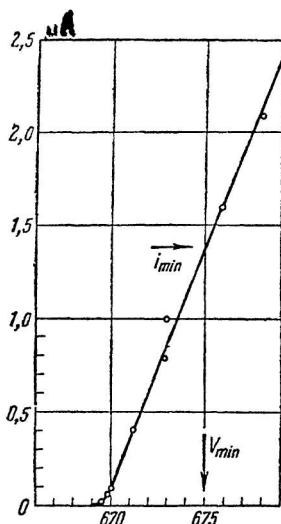


Рис. 69.

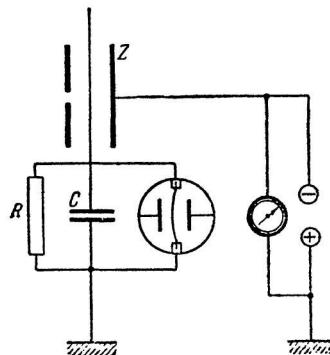


Рис. 70.

сунка видно, что неустойчивая корона может быть стабилизирована при любом напряжении, лежащем внутри интервала $V_z - V_{min}$. Конечно, необходимая для этого интенсивность ионизации будет различной. Сила же тока «стабилизированной» короны определяется только значением напряжения на счетчике и не зависит

от интенсивности ионизации. Поэтому, после достижения устойчивости разряда увеличение интенсивности ионизации практически не будет вызывать возрастания тока. При ослаблении действия внешнего ионизатора (ниже некоторого значения, необходимого для поддержания устойчивого разряда) сила тока каждой отдельной вспышки будет попрежнему определяться только величиной напряжения, но число вспышек и продолжительность их существования будут зависеть от интенсивности облучения. Таким образом, подобная нестабильная корона является все же видом самостоятельного разряда. Как будет показано в дальнейшем, существование области нестабильной короны является причиной самопроизвольного погасания разряда в счетчике Гейгер-Мюллера.

Для того чтобы уяснить связь вольтамперной характеристики (рис. 61) с механизмом работы счетчика, разберем более подробно, как протекает отдельный импульс. Для этого обратимся к принципиальной схеме счетчика (рис. 70). На этом рисунке буквой Z обозначен счетчик, буквой R — высокое сопротивление и, на конец, буквой C — эквивалентная емкость иллюминатора счетчика и подводящих проводов относительно земли.

До тех пор пока в счетчике не появляется ионизующая частица, тока в нем нет. В это время счетчик представляет собой просто некоторую емкость $C_{\text{ср}}$. Эта емкость заряжается источником напряжения до потенциала V_B через сопротивление R . Представим себе, что в момент $t=0$ в счетчик попадает ионизующая частица, которая вызывает разряд. В этот момент на электроды счетчика наложено полное напряжение источника V_B , а разность потенциалов на электродах эквивалентной емкости C равна нулю. С момента попадания частицы до полного развития разряда пройдет время порядка 10^{-7} — 10^{-8} сек. Поэтому мы можем пренебречь столь малой величиной и просто считать, что уже в момент $t=0$ в счетчике появляется ток самостоятельного разряда. Следовательно, в момент $t=0$ состояние счетчика будет соответствовать точке A (рис. 61) вольтамперной характеристики коронного разряда.¹ Действительно, как только в счетчике возникнет разряд, он уже не будет эквивалентен емкости, включенной в цепь, а будет представлять собой обычный разрядный промежуток. Последний же целиком характеризуется своей вольтамперной характеристикой. Поскольку при $t=0$ напряжение на счетчике равно V_B , то сила коронного тока, найденная из характеристики, будет i_A . Этот ток сейчас же начнет заряжать емкость C . При этом напряжение на зажимах емкости будет возрастать, а на электродах счетчика падать. Вместе с уменьшением напряжения на счетчике будет уменьшаться и коронный ток, так как последний опре-

¹ В действительности, в момент $t=0$ напряжение на счетчике будет не V_B , а несколько меньше, в силу того, что ток развивающегося разряда уже несколько зарядит емкость C . Это не изменит сути дела, а лишь слегка сместит точку A вниз по характеристике.

делается только величиной этого напряжения. Таким образом разность потенциалов на электродах счетчика и сила тока будут непрерывно падать. Соответствующая им точка будет перемещаться по коронной характеристике вниз от A к B . Вблизи точки B разряд прекратится. Следовательно, при каждом отдельном импульсе сила тока и напряжение на электродах счетчика последовательно проходят все точки, лежащие на прямой AB , определяющей коронную характеристику данного счетчика. В этом и состоит связь вольтамперной характеристики с процессом разряда в счетчике. Эта характеристика определяет ту форму газового разряда, которая в нем возникает при каждом импульсе.

Проведенное выше рассмотрение можно формулировать математически. Это позволит нам весьма просто определить длительность разряда в зависимости от параметров схемы и счетчика. Обозначим переменную разность потенциалов на электродах счетчика через V_s . Пусть напряжение источника тока, включенного на зажимы схемы счетчика, будет V_B . При этом V_B , конечно, больше V_z . Для простоты мы предположим, что прямая, представляющая коронную характеристику счетчика, пересекается с осью абсцисс в точке V_z , т. е. не будем учитывать пока существование нестационарной короны. Составим уравнение потенциалов и токов для схемы рис. 70. Мы имеем:

$$V_B = V_c + V_s, \quad (14)$$

где V_c — разность потенциалов на емкости C . Общий ток i в цепи равен сумме токов i_1 и i_2 . i_1 есть ток, идущий через емкость C , i_2 — ток через сопротивление R :

$$i_1 = C \frac{dV_c}{dt}; \quad i_2 = \frac{V_c}{R}.$$

Откуда

$$i = C \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R}. \quad (15)$$

Наше рассмотрение относится к тому моменту, когда через счетчик идет разряд. Поэтому общий ток в цепи должен целиком определяться разностью потенциалов на электродах счетчика. Из уравнения коронной характеристики следует:

$$i = \frac{V_s - V_z}{r_s},$$

где r_s внутреннее сопротивление счетчика, V_z — начальный потенциал зажигания короны (см. «Коронный разряд» предыдущего раздела).

Отсюда

$$\frac{V_s - V_z}{r_s} = C \frac{dV_c}{dt} + \frac{V_c}{R}. \quad (16)$$

Используя (14), получим:

$$\frac{V_B - V_z}{r_s C} - V_c \left(\frac{1}{C r_s} + \frac{1}{CR} \right) = \frac{dV_c}{dt}. \quad (17)$$

Решением этого уравнения будет:

$$\frac{R+r_s}{Cr_s R} - (V_B - V_z) V_c = C_1 e^{-\frac{R+r_s}{Cr_s C} t}.$$

По условию при $t=0$, $V_c=0$, следовательно

$$C_1 = \frac{R+r_s}{Cr_s C}.$$

Окончательно получим:

$$V_c = \frac{(V_B - V_z) R}{R + r_s} \left(1 - e^{-\frac{R+r_s}{Cr_s C} t} \right). \quad (18)$$

Так как, обычно, $R \gg r_s$, то, пренебрегая последним, найдем:

$$V_c = (V_B - V_z) \left(1 - e^{-\frac{r_s t}{Cr_s C}} \right). \quad (19)$$

Чтобы оценить длительность горения разряда, нужно подставить в эту формулу численные значения для величин $r_s C$ и $V_B - V_z$. При этом нужно иметь в виду, что в действительности разряд погаснет не при V_z , а раньше, вблизи точки B (рис. 61).

Согласно данным Вернера, а также Хенинга и Шаде [11], разница между V_z и V_{\min} (вблизи которого тухнет разряд) достигает 4—5 вольт. Взяв обычные значения для C и оценивая r_s из соответствующих коронных характеристик, найдем t порядка 10^{-3} — 10^{-4} сек.¹ Это достаточно хорошо согласуется с осциллограммой разряда (см. рис. 71). На этом рисунке приводится схематическая осциллограмма, дающая изменение разности потенциалов на высокомоментном сопротивлении при разряде в счетчике. Пунктиром отмечен момент прекращения разряда. Экспоненциальная кривая представляет разряд емкости через сопротивление.

Таким образом, при каждом импульсе емкость, включенная параллельно сопротивлению R , заряжается до величины

$$V_B - V_z.$$

Отсюда ясно, что введенный нами вначале термин «коэффициент усиления» имеет смысл только для пропорциональных счетчиков. Действительно, по определению, K равно отношению числа пар ионов, пришедших на электроды, к числу пар ионов, образованных частицей. Для счетчика с самостоятельным разрядом числитель выражения может быть сделан как угодно большим. Для этого необходимо только взять достаточно большую емкость. В самом деле, количество электричества Q , перенесенное разрядом, будет $Q = C(V_B - V_z)$. Увеличивая C , мы можем увеличить Q , а вместе с ним и величину K . Легко видеть, что это не дает нам никакой выгоды, так как реально используе-

¹ Это время не нужно смешивать с тем временем, в течение которого счетчик остается в нерабочем состоянии после разряда. Последнее зависит от R и C и совершенно не зависит от свойств самого счетчика. Более подробно этот вопрос будет обсужден в разделе о разрешающей силе счетчиков.

мой величиной является величина перенапряжения, а не количество электричества, переносимого разрядом.

Из выражения (19) следует, что прекращение разряда должно произойти, когда $V_s = V_z$, а $V_c = V_B - V_z$.

Справедливость этого вывода весьма хорошо подтверждается результатами экспериментов Медикуса [12], Грейнера и др.

На рис. 72 представлены кривые зависимости количества электричества, переносимого в разряде, от величины напряжения на счетчике. Кривые относятся к различным давлениям.

Упомянутыми опытами было установлено, что количество электричества, переносимое в каждом разряде, прямо пропорционально перенапряжению на счетчике.

Зависимость количества электричества, прошедшего через счетчик, от режима его работы весьма просто установить экспериментально. Это выполняется обычно путем измерения величины отброса нити электрометра, включенного по схеме рис. 125. Для нормально работающего счетчика величина отброса в вольтах практически

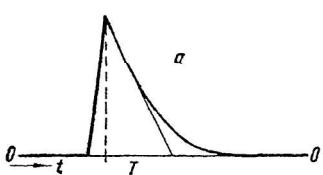


Рис. 71.

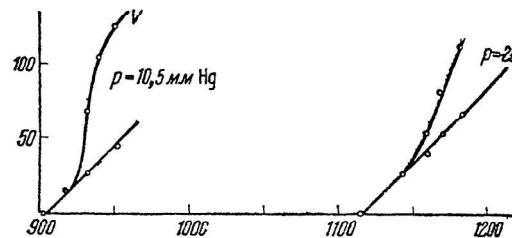


Рис. 72.

согласуется с величиной перенапряжения.¹ Как пами было выше показано, это совпадение обусловлено коронным характером разряда в счетчике. Поэтому непостоянство величины отброса является показателем появления какой-то другой формы разряда. Такие разряды иногда наблюдаются при значительном перенапряжении, и наличие их указывает на ненормальность в работе счетчика.

Общие закономерности, связанные с подобными разрядами, до сих пор не вполне изучены. Известно лишь, что такие разряды могут существовать вместе с коронными (как это видно из приведенного рисунка 72), т. е. возникать при тех же потенциалах. Относительное число разрядов второго типа возрастает с увеличением перенапряжения. В противоположность нормальному (абсолютная величина которых всегда одна и та же) разрядам этого типа дают отбросы, различные по величине, но превышающие нормальные. Зарядка емкости на величину, большую чем $V - V_z$, означает, что потенциал погасания этих разрядов ниже V_z .

¹ Этим часто пользуются для определения постоянства напряжения, нанесенного на счетчик.

Из этого следует, что для подобных разрядов потенциал горения ниже потенциала зажигания. Это может быть лишь в том случае, если при разряде образуется значительный пространственный заряд. Таким образом второй тип разрядов не является коронным, а принадлежит к одному из указанных выше типов. Повидимому, он представляет собой искру или вспышку тлеющего разряда (в зависимости от давления). Христофф [13] наблюдал подобные явления при сильном искажении формы поля внутри счетчика. При наличии подобных разрядов величина темнового фона сильно возрастает и счетчик делается негодным для работы.

Хотя природа нормальных импульсов может считаться установленной, физические процессы при разряде в счетчиках еще не совсем ясны. Причина этого, возможно, состоит в том, что современная теория короны создана весьма недавно и развита еще недостаточно подробно. Кроме того, как видно из опытов Грейнера, в счетчиках существуют несколько специфические условия коронообразования. В частности нужно принять во внимание фотоэлектроны, выбивающиеся из катода ультрафиолетовым излучением. Впервые на существенную роль этого процесса в счетчиках указали Христофф и Ганле [14].

Начальный потенциал зажигания

Поскольку характер разряда в счетчике установлен, можно поставить себе задачу теоретического определения потенциала зажигания. Возможность заранее знать рабочее напряжение счетчика практически, конечно, очень важна. Для точного решения этой задачи следовало бы решить общее уравнение устойчивости коронного разряда, выразив α , γ и β как функции градиента поля и силы тока. Однако для наших целей можно ограничиться приближенным расчетом и поступать значительно проще. Вслед за Вернером [1] предположим, что условие стационарности впервые будет выполнено, если потенциал точки, находящейся на расстоянии r_i от нити, будет U . Так как $E = \frac{V}{r \ln \frac{R}{r_0}}$, то для U , интегрируя E от r_0 до r_i , найдем:

$$U = \frac{V}{\ln \frac{R}{r_0}} (\ln r_i - \ln r_0). \quad (20)$$

По определению V , соответствующее этому условию, будет начальным рабочим потенциалом счетчика V_z . Следовательно,

$$V_z = \frac{U (\ln R - \ln r_0)}{\ln r_i - \ln r_0}. \quad (21)$$

Полагая $r_i = r_0 + \frac{kn}{p}$, получим:

$$V_z = U \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{\ln \left(1 + \frac{kn}{pr_0} \right)}, \quad (22)$$

где k — длина свободного пути электрона при давлении, равном единице, n — некоторое число длин свободного пути, p — давление. Если величины U и n взять из опыта, то для данного газа значения V_z , соответствующие различным R , r_0 и p , могут быть определены с очень большой точностью. На рис. 73 мы приводим

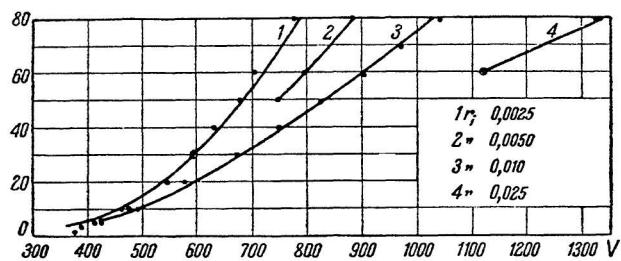


Рис. 73.

кривые потенциалов зажигания, полученные экспериментально и вычисленные теоретически по формуле (22). По оси абсцисс здесь отложено V_z , по оси ординат — давление в мм Hg. Цифры справа дают радиус нити в см.

Значения U и n для разных газов и счетчиков с диаметром цилиндра, равным 2 см, сведены в табл. 7.

Таблица 7

Г а з	Давление мм Hg	r_0 мм	U	kn	V_z вычисл.	V_z наблюд.
H ₂	50	0.075	370	30	638	633
H ₂	100	0.125			926	930
Воздух	50	0.075	803	90	1005	985
Воздух	70	0.125			1143	1130
Ar (технич.)	50	0.125	414	55	624	638
Ar (технич.)	100	0.075			739	760
Ar + 1%O ₂	50	0.25	410	60	643	632
Ar + 1%O ₂	100	0.125			765	785
Ar (очищенный от O ₂)	50	0.075	383	60	536	540
Ar (очищенный от O ₂)	30	0.25			500	490
He (технич.)	500	0.125	463	250	976	933

Механизм обрывания разряда

Выяснение природы разряда в счетчиках дало возможность понять механизм его обрывания. Вначале однако связь этих вопросов не была ясна. Поэтому, в одной из первых работ Гейгер и Мюллер предположили, что обрывание разряда обусловлено изолирующим слоем, почему-либо имеющимся на нити. Такой изолирующий слой мог быть создан искусственно (оксидированием, покрытием нити пленкой лака и т. п.), либо возникнуть в силу поглощения газов металлом нити. Гейгер и Мюллер предположили, что разряд пробивает подобный слой. Прекращение же разряда обусловливается быстрым восстановлением этой изоляции. Это объяснение послужило причиной того, что нити счетчиков стали обрабатываться. В целом ряде исследований, выполненных со счетчиками, нити последних обрабатывались самыми различными способами. В дальнейшем, однако, выяснилось, что наличие изолирующего слоя не является необходимым. В настоящее время опубликованы уже десятки работ, выполненных при помощи счетчиков с необработанными нитями.

Предположение Гейгера и Мюллера трудно согласовать с формой разряда, происходящего в счетчике. Так как корона распространяется на всю длину счетчика, то пришлось бы считать, что изолирующий слой пробивается и восстанавливается тоже по всей длине. Кроме того, изолирующие свойства этого слоя (вне зависимости от характера его возникновения) тоже пришлось бы считать одинаковыми по всей длине. В противном случае сила импульса и его длительность раз от разу были бы различны. Наконец указанное объяснение встречается с трудностями не только при сопоставлении с данными о природе разряда. С его помощью невозможно объяснить и ряд других закономерностей.

Таким образом в настоящее время может считаться установленным, что изолирующий слой не играет существенной роли в обрывании разряда. Детальный механизм этого явления выяснен лишь недавно, благодаря работам Вернера и Хиппеля [15]. Как указал последний, формально этот механизм будет общим для разрядов самого различного типа. Мы остановимся прежде всего на процессах в обычных счетчиках Гейгер-Мюллера. Для этого вернемся к вольтамперной характеристике счетчика (рис. 61).

Механизм разряда

Выше было уже указано, что при напряжениях, меньших, чем V_{\min} , устойчивая корона невозможна. Раз вспыхнувший разряд вскоре самопроизвольно гаснет. При этом погасание разряда обусловлено не уменьшением напряжения на электродах,¹ а какими-то

¹ Возникновение и прекращение разрядов при напряжениях, менищих V_{\min} , возможно без всякого сопротивления в цепи счетчика. Напомним, что по оси абсцисс (рис. 61) отложено напряжение на электродах.

внутренними причинами. Легко видеть, что причиной погасания разряда в счетчике является наличие участка нестабильной короны. Действительно, из сказанного ясно, что, если в какой-то момент разряда напряжение на счетчике V_s будет $\leq V_{\min}$, то разряд прекратится сам собой. Однако мы уже видели, что в течение каждого отдельного импульса тока напряжение на счетчике падает от величины V_B до V_{\min} . Таким образом, в конце каждого импульса напряжение на электродах и ток в счетчике неминуемо должны попасть в нестабильную область. При этом разряд вскоре прекратится сам.

Весь процесс разряда в счетчике можно, следовательно, разбить на две стадии. Первая — горение вспыхнувшей стационарной короны. Эта корона будет гореть до тех пор, пока напряжение на электродах не упадет до V_{\min} . Вторая стадия — это разряд при V_{\min} и более низких напряжениях.

Пределенный выше расчет позволяет установить длительность первой стадии и количество электричества, переносимого за это время, в зависимости от параметров счетчика и схемы.

Вернер [10] показал, что вторая — заключительная — стадия разряда определяется только свойствами самого счетчика. Длительность этой стадии зависит от природы газа, его давления, геометрии и условий работы счетчика. Назовем первую стадию разряда А-стадией, а вторую — В-стадией. А-стадии соответствует область напряжения от V_B до V_{\min} . В-стадии — от V_{\min} до V_z .¹ Спрашивается, как велико предельное V_B , не нарушающее работы счетчика. Ведь если оно будет слишком большим, например, большим, чем V_c (рис. 66), то в счетчике возникнет негасущий разряд.

Легко показать, что максимальное напряжение должно удовлетворять простому условию:

$$V_{B \max} - i_{\min} R \leq V_{\min}. \quad (23)$$

Минимальный ток и минимальное напряжение для каждого данного счетчика суть постоянные, определяемые из его вольт-амперной характеристики. Поэтому условие (23) целиком определяет интервал напряжения, в котором счетчик будет работать.

Это легко показать, рассматривая условия погасания разряда. Погасание произойдет лишь в том случае, если А-стадия перейдет в В-стадию. Это равносильно требованию, чтобы после зарядки емкости C (схема рис. 70) на счетчик легло напряжение $V_s \leq V_{\min}$. Ток i_s , соответствующий такому напряжению, $\leq i_{\min}$. Следовательно, падение напряжения, создаваемое этим током на внешнем сопротивлении R (или потенциал емкости C), должен быть $i_{\min} R$. Для того чтобы разряд прервался, V_s должно быть $\leq V_{\min}$. Так как V_s равно разности между общим напряжением V_B

¹ Следовательно, каждый разряд в счетчике сначала представляет собой А-стадию, которая затем переходит в В-стадию.

и падением напряжения на сопротивлении, то отсюда прямо вытекает условие (23).

Необходимо иметь в виду, что величина области счета, т. е. $V_B - V_z$, характеризует только полную протяженность (в вольтах) того интервала, в котором возможно получить самопроизвольно гаснущие разряды. Вид же рабочей характеристики, т. е. величину ее различных областей, условие (23), конечно, никак не определяет. Рабочая область, т. е. участок насыщения, всегда значительно меньше всей области счета (рис. 66). Последняя, как уже указывалось, включает все участки рабочей характеристики. Но, конечно, можно ожидать, что область насыщения будет вообще тем больше, чем больше полная область счета.

Для установления величины области счета, согласно формуле (23), надо точно определить i_{\min} . Однако минимальный ток, повидимому, не является строго постоянной величиной, а колеблется около некоторого наибольшего вероятного значения. Поэтому точность определения этой величины вряд ли может быть большой. Это подтверждается данными Хенинга и Шаде [11], а также Вернера. В частности, в работе последнего i_{\min} определялось с точностью до 20 %.

Зависимость счетных свойств от величины минимального тока была довольно подробно исследована Хенингом и Шаде. Они подтвердили полную независимость i_{\min} от параметров схемы и, в частности, от величины внешнего сопротивления R . Величина минимального тока определяется таким образом только свойствами самого счетчика. Особенно большое значение имеет природа и давление газа, наполняющего счетчик, а также диаметр нити. Давно известно, что счетчики, наполненные чистыми инертными газами, практически не пригодны к работе. Очень часто в них вообще нельзя получить прерывистого разряда. Если напряжение достаточно велико, то разряд всыхивает, но несмотря на наличие высокоменного сопротивления уже большие не тухнет. Если же и удается достигнуть самопроизвольного прекращения разрядов, то величина фона оказывается настолько большой и настолько непостоянной, что счетчик все же практически невозможно использовать для каких-либо измерений. Вернер указывает, например, что при давлениях, меньших 500 мм Hg, в счетчике с неон-гелиевой смесью вообще не удавалось добиться счета. Этот же счетчик, будучи наполнен водородом, прекрасно работал при 50 мм Hg и ниже. Согласно Вернеру [10], причиной этого является малость i_{\min} для инертных газов. Это приводит к тому, что область счета делается очень короткой. Область же насыщения практически отсутствует вообще. Поэтому (если и удается добиться счета) счетчик оказывается работающим в области самопроизвольных разрядов.

Исследуя счетчик, наполненный неон-гелиевой смесью, Вернер установил, что его минимальный ток равен $i_{\min} \approx 10^{-9}$ А. Этот же счетчик, наполненный водородом, давал $i_{\min} \approx 10^{-8}$ А,

т. е. действительно обладал значительно большим минимальным током.

Из формулы (22) и табл. 1 видно, что начальный потенциал работы счетчика зависит от давления и природы газа. Уменьшение давления довольно сильно уменьшает этот потенциал.

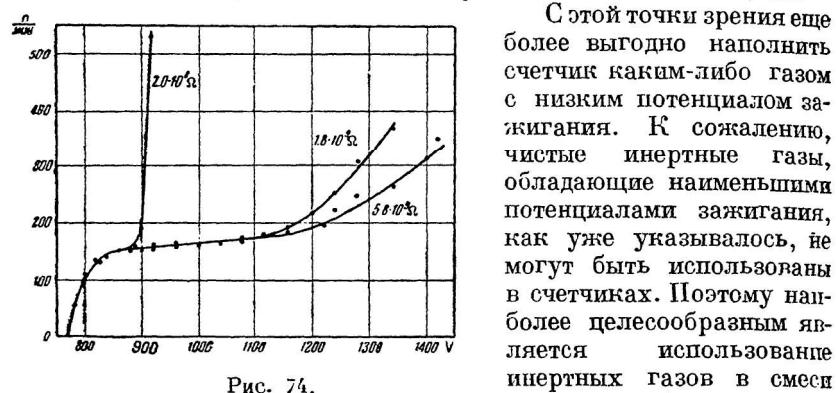


Рис. 74.

газом. Очень часто для этой цели используется смесь аргона с воздухом. Пропорция воздуха и аргона может быть различной. По данным Вернова, Дукельского [40] и др., хорошие результаты дает уже 20 % примеси воздуха или кислорода к аргону. Потенциалы работы счетчиков, наполненных подобной смесью,

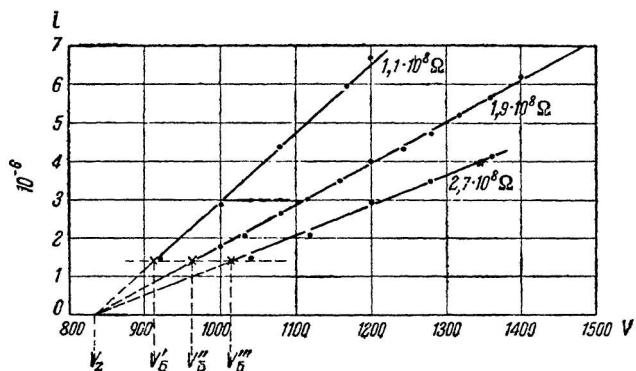


Рис. 75.

примерно в два — два с половиной раза ниже рабочих потенциалов счетчика, наполненного воздухом.

Как показали Козинс и Браун [41], уже небольшая примесь какого-либо двухатомного газа к неоно-гелиевой смеси приводит к очень удовлетворительным результатам. Исследуя счетчики, наполненные подобной смесью (в качестве двухатомного газа использовался водород), Вернер установил, что даже ничтожная

примесь водорода — порядка 1%, значительно увеличивает силу минимального тока, не намного увеличивая потенциал зажигания счетчика. Так, например, в чистой неоно-гелиевой смеси при $p = 95$ мм Hg V_z равно 200 вольт. При добавлении же 7% H₂ и $p = 111$ мм Hg V_z стало 432 вольта. При этом одновременно i_{min} от значения $8 \cdot 10^{-10}$ А возросло до $4 \cdot 10^{-7}$ А.

Зависимость величины области счета от R может быть иллюстрирована рис. 74 и 75. На первом из них непосредственно изображены величины области счета для разных R . На втором по оси абсцисс отложено напряжение источника тока, пытающего полную схему, а по оси ординат — сила тока. Из рисунков видно, что величины областей счета, т. е. $V_B' - V_z$, $V_B'' - V_z$, $V_B''' - V_z$, зависят от внешнего сопротивления — так, как этого следует ожидать по условию (23).

Три характеристики, представленные на рисунке (75), соответствуют таким напряжениям источника тока, при которых разряд в счетчике уже не гаснет, т. е.

$$V_B > V_{min} + i_{min} R \quad (24)$$

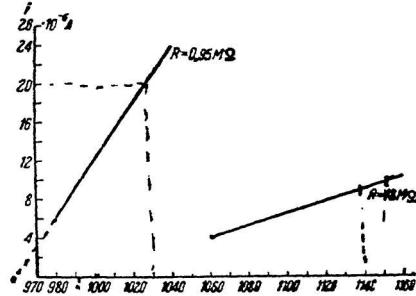


Рис. 76.

Наклон характеристик¹ может быть определен с помощью простого расчета. Действительно, в случае стационарной короны из уравнения (13) имеем:

$$V_s = V_B - \frac{(V_B - V_z) R}{R + r_s}$$

или

$$V_s = \frac{V_B r_s + V_z R}{R + r_s} \quad (25)$$

Из формул коронного тока (13) находим, что $V_s = i_s + V_z$. Сопоставляя эти выражения, получим:

$$i_s = \frac{V_B - V_z}{R + r_s}. \quad (26)$$

На рис. 76 приведены две характеристики, полученные Векслером и Бибергальем [16]. Точки, вычисленные на основании формулы (24), хорошо ложатся на эти характеристики.

¹ Напомним, что в отличие от рис. 61 по оси абсцисс здесь отложено полное напряжение, пытающее схему.

Неустойчивый разряд

В предыдущем изложении мы совершенно не останавливались на процессах в области нестабильного разряда. Поэтому здесь мы дадим краткий обзор явлений, характерных для В-стадии разряда, — В-импульсов. Этим термином мы будем обозначать разряды, происходящие в том случае, когда напряжение на счетчике не превосходит V_{\min} . В противоположность А-стадии В-стадия не заряжает эквивалентную емкость C (рис. 70), включенную последовательно со счетчиком до строго определенного потенциала. Чем меньше будет эта емкость, тем больше будет потенциал, обусловленный В-импульсом. Отсюда ясно, что время длительности такого импульса не может быть определено таким

же образом, как это было сделано нами в области обычной короны для А-стадии.

Проводя исследование этого вопроса двумя различными способами, Вернер установил, что длительность разряда, горящего при напряжениях между V_z и V_{\min} , экспоненциально возрастает с напряжением. Указанный результат был получен способом «зарядки конденсатора» и компенсационным. Ограничимся описанием первого, так как данные обоих этих методов хорошо соглашаются между собой.

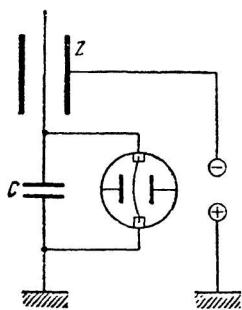


Рис. 77.

Представим себе, что на счетчик Z , включенный по схеме рис. 77, подано напряжение V , не превосходящее V_{\min} . Предположим далее, что сила тока в течение каждого отдельного импульса остается постоянной. Допустимость этого предположения обусловлена тем, что при наличии значительной емкости C В-импульс не меняет сколько-нибудь заметно напряжения, которое (согласно коронной характеристике) определяет силу тока в счетчике. Поэтому сила тока, вызванного импульсом, может считаться постоянной. Учитывая сказанное, легко экспериментально определить среднюю длительность импульса при разных напряжениях. Для этого достаточно, например, найти зависимость потенциала емкости от времени облучения счетчика,¹ включенного по схеме рис. 77. Зная одновременно число импульсов в единицу времени, найдем заряд, переносимый каждым из них, как функцию напряжения на электродах. С другой стороны, величина тока в импульсе определяется значением соответствующего напряжения. Сопоставляя эти данные, Вернер находит зависимость длительности В-стадии от напряжения на счетчике.

Результаты подобных измерений представлены на рис. 78.²

¹ Интенсивность облучения должна быть постоянной.

² Квадратики и крестики представляют результаты экспериментов, проведенных двумя указанными выше способами.

По оси ординат отложен логарифм продолжительности импульса в секундах, по оси абсцисс — напряжение на электродах счетчика. Как видно из этого рисунка, длительность В-импульса меняется экспоненциально с перенапряжением. В пределах нескольких вольт она возрастает от 10^{-6} до 10^{-2} сек. Эта зависимость может быть выражена эмпирической формулой

$$t = t_0 e^{aV'}, \quad (27)$$

где

$$V' = V - V_z,$$

а t_0 — продолжительность, найденная экстраполяцией к $V' = 0$. Сплошная кривая вычислена с помощью формулы (27). При этом a положено равным

2.53. Найденное отсюда t_0 оказалось равным $2.5 \cdot 10^{-7}$ сек. Столь малая величина t_0 находится в согласии с временем образования самостоятельного разряда, которое было определено в опытах Роговского и др.¹

Данные, представленные на рис. 78, относятся к счетчику, наполненному водородом. Для других газов, например для кислорода, при давлении в 2 раза меньшем, чем в водороде, t_0 было найдено равным $6.5 \cdot 10^{-7}$ сек. и $a = 1.57$.

Основываясь на указанных результатах, можно ввести понятие о вероят-

ности обрывания разряда. Выше V_{min} эта вероятность будет равна нулю, ниже этой величины она будет быстро возрастать с уменьшением V' . Она может быть определена, следовательно, как величина, обратная «продолжительности жизни» разряда. Величина напряжения, при которой оборвется разряд, будет зависеть от скорости изменения тока в процессе самого разряда. Если ток и напряжение меняются очень сильно в течение малого промежутка времени, то имеется возможность того, что напряжение упадет до малых значений V' . Так как в этой области вероятность обрывания разряда велика, то ток быстро прекратится. Если же напряжение и ток в А-стадии меняются

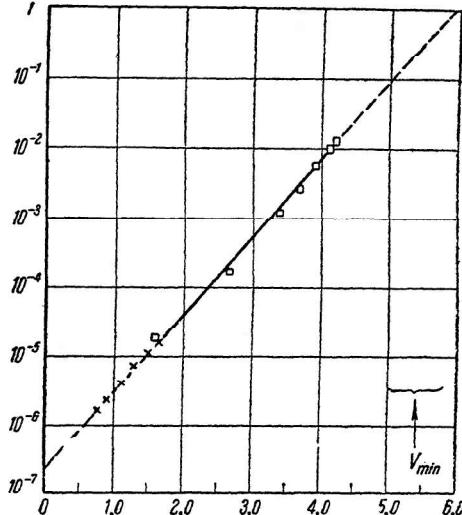


Рис. 78.

¹ Значение $V' = 0$ означает, что исследование производится для $V = V_z$, т. е. для начального потенциала зажигания короны.

медленно (например в силу большой емкости), то разряд сможет еще сравнительно долго продолжаться при напряжениях, близких к V_{\min} . Поэтому при каждом определенных условиях — величине перенапряжения, параметрах счетчика, числе импульсов в минуту и постоянных схемы — будет существовать своя наиболее вероятная продолжительность суммарного разряда. (Суммарным разрядом мы называем полный разряд, начинающийся в А-стадии и заканчивающийся в В-стадии.)

Продолжительность А-стадии всегда одна и та же. Она определена параметрами схемы и счетчика и условиями его работы. Следовательно, изменение длительности суммарного разряда це-

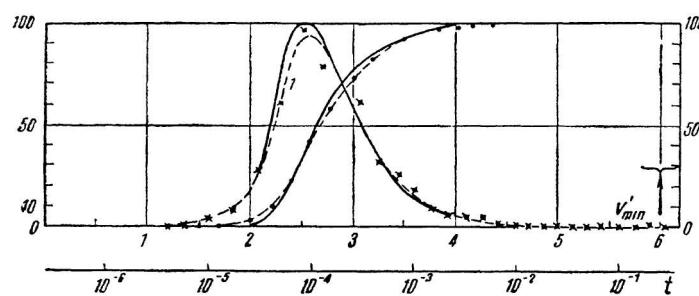


Рис. 79.

ликом обусловлено различной продолжительностью жизни разряда в области, где

$$V' = V - V_z < V_{\min},$$

т. е. в области В-импульсов.

Иллюстрацией сказанного могут служить полученные Вернером данные о вероятной продолжительности разряда (рис. 79). По оси абсцисс здесь отложена величина перенапряжения, при которой обрывался разряд. По оси ординат — число разрядов. Кривая с крестиками дает число разрядов, прекратившихся при данном перенапряжении V' в зависимости от его величины. Кривая с кружками есть интегральная кривая, полученная из первой суммированием. Эта кривая показывает, какой процент разрядов обрывается при напряжениях, меньших данного. Изменения производились с помощью схемы рис. 77. При этом число зарядов и перенапряжение в области А-стадии (т. е. перенапряжение над V_{\min}) были невелики.

Приведенные кривые относятся к счетчику, наполненному водородом. Такие же результаты были получены и при исследовании счетчика, наполненного кислородом. Так как характер явления при этом оставался неизменным, мы не приводим кривых, соответствующих этому случаю.

Выше мы дали подробный разбор различных сторон работы счетчиков, их счетных свойств, механизма работы, формы разряда и проч. Однако все приведенные нами данные относятся к цилиндрическому счетчику с положительной полярностью ионов. Точно так же мы рассматривали только такие размеры электродов и такие давления, при которых в счетчике возникает коронирующий разряд. Естественно, что при этом остается невыясненным ряд общих вопросов, касающихся области неустойчивого разряда, имеющей столь большое значение для работы счетчиков. Прежде всего не установлен физический механизм, приводящий к прекращению разряда в этой области. Точно так же не ясен смысл величины i_{\min} и ее связь с процессами разряда и параметрами счетчика. Однако, как показал Хиппель [15], на основании некоторых весьма общих соображений можно не только уяснить указанные вопросы, но и понять закономерности работы самых различных счетчиков.

Полученные им выводы касаются счетчиков с различной полярностью и различной формой газового разряда (коронной, тлеющей, дуговой). Поэтому мы дадим здесь краткое изложение основных идей теории Хиппеля.

Принципы общей теории счетчиков

Для уяснения существенных пунктов излагаемой теории вернемся снова к кривой Пашена для плоского пробивного промежутка (рис. 57). Напомним, что все точки, лежащие над этой кривой, соответствуют значениям $\mu > 1$. Для точек, лежащих под ней, $\mu < 1$ и, наконец, сама кривая удовлетворяет равенству $\mu = 1$.

В предыдущем разделе было показано, что возникновение самостоятельного разряда сопровождается появлением положительного пространственного заряда. Заполняя собой пространство между электродами, он как бы сдвигает их и создает сильное поле у катода. Положительные ионы, ускоренные этим полем, выбиваются из катода новые электроны в таком числе, что разряд стабилизируется.

Легко видеть, однако, что механизм пробоя таков только в области справа от минимума пробивного напряжения кривой Пашена. Только в этом случае «далекого» пробоя он будет происходить в соответствии с нарисованной картиной. Действительно, представим себе, что расстояние между электродами соответствует левой ветви кривой Пашена. Как и в первом случае, все точки, лежащие на этой кривой, удовлетворяют условию $\mu = 1$. Однако, если вспыхнет разряд, то, в противоположность первому случаю, появление пространственного заряда теперь уже будет затруднить, а не облегчать дальнейшее возрастание тока. Это обусловливается уменьшением области про-
тяжения поля, т. е. уменьшением числа соударений электронов с нейтральными молекулами газа.

Сокращение поля может послужить причиной того, что условие самостоятельного разряда не сможет выполниться. Для поддержания вспыхнувшего разряда потребуется увеличить напряжение на электродах. Согласно Хиппелю это и обуславливает существование неустойчивых форм самостоятельного разряда. Оно же обуславливает самоизвольное обрывание разряда в счетчиках Гейтер-Мюллера. Формально сказанное может быть сформулировано следующим образом. Разряд будет не стабильным в том случае, если потенциал горения будет выше потенциала зажигания. Это условие всегда выполняется на левой ветви кривой Пашена. Справедливость этого легко продемонстрировать простым графическим способом. Представим себе, что к плоскому разрядному промежутку приложено напряжение V_1 . Расстояние между электродами пусть будет равно d_1 . Напряжение V_1 выбрано нами так, чтобы точка a , соответствующая расстоянию d_1 , лежала на кривой Пашена (рис. 80). Так как эта кривая определяется условием $\mu=1$, то в нашем разрядном промежутке возникнет самостоятельный газовый разряд. При этом необходимо должен появиться положительный пространственный за-

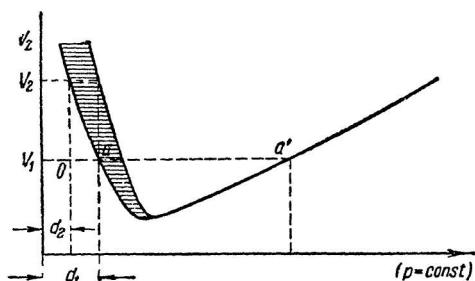


Рис. 80.

ряд.¹ Этот заряд как бы приблизит анод к катоду. Область поля, вместо d_1 , будет уже иметь протяженность d_2 . Из рис. 80 сразу видно, что точка O , которой соответствуют теперь параметры нашего разрядного промежутка, лежит ниже кривой $\mu=1$. Следовательно, возникший в точке a самостоятельный разряд не сможет больше продолжаться и затухнет. Напряжение V_1 , которое было достаточно для возникновения такого разряда, оказывается слишком малым для его поддержания. Для того чтобы сделать разряд устойчивым, необходимо с самого начала приложить напряжение по меньшей мере равное V_2 . Таким образом потенциалом устойчивого разряда будет не потенциал зажигания V_1 , а V_2 , больший, чем V_1 .

Иначе будет происходить разряд, характеризуемый точкой на правой ветви кривой Пашена. Здесь потенциал горения будет меньше потенциала зажигания. Разряд, возникающий при напряжении V_1 (точка a'), сможет поддерживаться даже в том случае, если напряжение будет уменьшено до V_{\min} . Для этого

¹ Напомним, что для самостоятельного разряда характерно непрерывное воспроизведение электронных и ионных лавин процессом самого разряда.

необходимо только, чтобы соответствующим образом уменьшалось расстояние между электродами. Последнее происходит благодаря положительному пространственному заряду. Следовательно, в этом случае разряд не будет самопроизвольно прекращаться. В противоположность потенциалу зажигания (который не связан по существу с какой-либо определенной плотностью тока) минимальный потенциал горения разряда тесно связан с плотностью тока. Этот потенциал должен быть таким, чтобы выполнялось условие устойчивости ($\mu = 1$) в поле, нарушенном пространственным зарядом. Иными словами, он должен обеспечить постоянство величины существующего пространственного заряда. Последний, однако, обуславливается величиной тока, который его воспроизводит. Таким образом минимальному потенциалу горения должна соответствовать некоторая минимальная плотность тока самостоятельного разряда.

Поэтому, если мы хотим получить прерывающиеся разряды при больших межэлектродных расстояниях, необходимо в цепь разрядного промежутка включить сопротивление R . Это сопротивление должно удовлетворять условию:

$$V_B - i_{\min} F \cdot R < V_{\min}, \quad (28)$$

где V_{\min} — минимальный потенциал горения разряда (в случае плоских электродов он совпадает с нормальным катодным падением потенциала), i_{\min} — соответствующая ему плотность тока и F — площадь электродов.

Следовательно, для плоских электродов обрывание разряда (т. е. явление «счета») возможно получить в двух случаях:

1 случай. Межэлектродное расстояние d меньше l (где l соответствует длине нормального катодного падения потенциала) и разность потенциалов на электродах $V_B > V_2$. Тогда условие «счета» будет $V_B - i_{\min} F \cdot R < V_2$, где V_2 — наименьший потенциал устойчивого горения разряда при расстоянии d .

2 случай. Напряжение V_B то же, что и в первом случае. Межэлектродное расстояние $d > l$. Условие счета будет:

$$V_B - i_{\min} F \cdot R < V_{\min},$$

где i_{\min} и V_{\min} — минимальные плотность тока и напряжение нормального тлеющего разряда.

Экспериментальное подтверждение этих соображений Хиппеля было получено Шульце [17]. Последний обнаружил и исследовал явление счета в счетчике с плоскими электродами. Он показал, что в подобном счетчике также имеет место всыхивание и самопроизвольное угасание тлеющего разряда.

Основываясь на соображениях, аналогичных приведенным выше, Хиппель смог объяснить явления, происходящие в цилиндрических и острийных счетчиках с различной полярностью. Мы ограничимся рассмотрением случая цилиндрического счетчика с положительной полярностью нити.

Представим себе цилиндрический конденсатор с внешним электродом радиуса r_a . Радиус внутреннего r_i пусть будет переменным по величине. Построим графически зависимость потенциала зажигания от радиуса внутреннего электрода. Для этого по оси абсцисс отложим разность $r_a - r_i$, а по оси ординат V_z . Тогда начало координат будет соответствовать случаю, когда $r_i = r_a$. Максимальное же значение указанной разности радиусов справа равно r_a . Оно достигается, когда радиус внутреннего цилиндра делается равным нулю (рис. 81). Легко видеть, что у начала координат, когда r_i близко по величине к r_a , мы имеем дело с обычным случаем плоских электродов. Поэтому, строя зависимость V_z от $(r_a - r_i)$, получим обычную кривую Пашена.

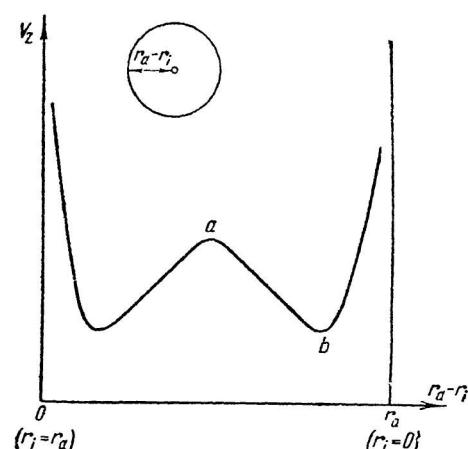


Рис. 81.

Однако при дальнейшем уменьшении радиуса внутреннего электрода V_z , перейдя через максимум (точка a), начнет падать. Это обусловливается стягиванием поля возле поверхности внут-

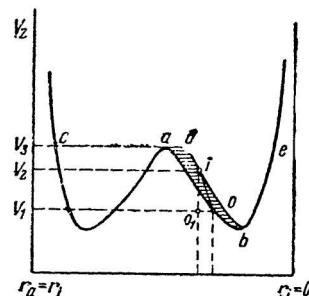


Рис. 82.

ренного электрода. Ранее было показано, что зависимость V_z от радиуса этого электрода выражается следующим образом:

$$V_z \sim \text{const} \cdot \sqrt{r_i} \ln \frac{R}{r_i}.$$

Эта формула показывает, что при уменьшении r_i потенциал зажигания разряда будет уменьшаться. Это происходит вследствие увеличения градиента поля, облегчающего ионизацию вблизи от внутреннего электрода. В точке b потенциал зажигания будет достигать минимума. При дальнейшем уменьшении диаметра внутреннего электрода V_z снова будет возрастать. Причина второго подъема кривой V_z по существу та же, что и при малых значениях разности $r_a - r_i$. Хотя как там, так и здесь градиент поля может быть очень велик, величина области поля в обоих случаях слишком мала. В первом случае просто мало расстояние между электродами. Во втором — мало протяжение области

сильного поля, так как вследствие малости r_i оно почти целиком концентрируется на очень малом протяжении.

Из сказанного выше непосредственно следует, что работа счетчика происходит в интервале ab . Здесь налицо те закономерности, которые обусловливают существование нестабильного разряда. На рис. 82 видно, что в этом участке потенциал горения V_2 выше потенциала зажигания V_1 . Это естественно, так как распределение положительного пространственного заряда, появляющегося при газовом разряде в цилиндрическом разрядном промежутке, характеризуется аксиальной симметрией. Поэтому появление его должно быть эквивалентно некоторому увеличению радиуса внутреннего электрода. Приведенный рисунок показывает, что потенциал самостоятельного разряда, соответствующий этому новому радиусу, будет больше прежнего.

Самостоятельный разряд для своего поддержания нуждается в некоторой минимальной плотности тока i_{\min} . При меньшей плотности он вообще невозможен. Следовательно, вспыхивание разряда в точке O (рис. 82) всегда будет приводить к некоторому, хотя и малому, но конечному уменьшению $r_a - r_i$.¹ Откладывая это минимально возможное смещение, находим точку O . Из рисунка сразу видно, что при этом расстоянии самостояльному разряду соответствует напряжение V_2 . Следовательно, если с самого начала приложить к счетчику это напряжение, то и после зажигания разряд будет устойчив.

Повторив для любой точки кривой подобные рассуждения, мы найдем область нестабильного разряда. На рис. 82 она заштрихована. Каждому значению $r_a - r_i$ будет соответствовать некоторый минимальный потенциал устойчивого горения короны. Если разность потенциалов, наложенная на электроды, будет равна или больше V_3 , то разряд перебрасывается в точку C . Этот процесс соответствует появлению искры или тлеющего разряда. При очень тонкой нити (участок be) возникший разряд переходит либо в коронный (участок ab), либо сразу в тлеющий или искровой. В обоих случаях процесс развития пробоя и нарастания тока будет совершенно подобен случаю плоских электродов.

Теперь мы можем рассмотреть все стадии разряда в счетчике. Пусть радиусы его нити и цилиндра соответствуют точке O (рис. 82). Если напряжение, наложенное на счетчике, меньше V_1 , то сможет возникать лишь несамостоятельный газовый разряд. Между точками O и i находится область нестабильной короны. Соответствующие ей напряжения будут: $V_1 = V_z$ и $V_2 = V_{\min}$. Наконец выше точки i будет область стационарной короны. Рабочая разность потенциалов, накладываемая на счетчик, лежит между точками i и d . Соответственно с этим, А-стадия пред-

¹ Минимальный ток будет обуславливать минимальный пространственный заряд. Последний же эквивалентен минимальному увеличению r_i .

ставляет вспышку стационарной короны, горящей до тех пор, пока напряжение на счетчике не упадет до точки i .¹ Здесь А-стадия переходит в В-стадию (участок $i - O$). В этой области стационарный разряд вообще невозможен, так как напряжение горения выше напряжения зажигания. Поэтому разряд тухнет. Легко видеть, что и здесь условие счета будет:

$$V_B - i_{\min} F \cdot R < V_2,$$

где

$$V_2 = V_{\min}.$$

Из этого неравенства следует, что область счета будет тем больше, чем больше площадь электродов. Согласно же условию Вернера область счета тем больше, чем большие минимальный ток. Но сила тока есть произведение плотности тока на площадь. Пло-

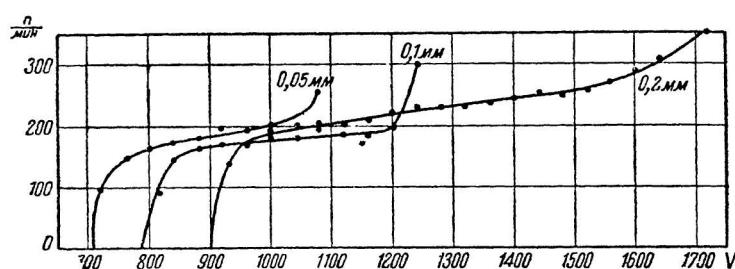


Рис. 83.

щадь же будет возрастать с увеличением радиуса нити. Следовательно, можно ожидать увеличения области счета с увеличением радиуса нити. Это подтверждается данными Генинга и Шаде [11], представленными на рис. 83. Цифры при кривых дают значение диаметра нити.

Хотя все вышеприведенные рассуждения Хиппеля имеют качественный характер, они все же позволяют объяснить ряд существеннейших закономерностей работы счетчиков.

Рабочий режим счетчиков

Выше были приведены кривые, с помощью которых можно определить начальный потенциал работы и величину счетной области данного счетчика. Однако по этим величинам еще нельзя полностью определить свойства счетчика. Для счетчика наиболее существенно, чтобы он имел максимальную по величине область насыщения.

Как было уже сказано, величина области насыщения зависит от величины области счета. Область насыщения слева ограничена точкой V_A (рис. 66), справа же потенциалом возникновения

¹ За счет зарядки емкости и распределения напряжения.

самопроизвольных разрядов. В зависимости от конструкции счетчика, осушки его и качества поверхности катода, величина наклона прямой участка насыщения счетной характеристики может быть различной. Величина этого наклона, т. е. $\frac{dn}{dv}$, обычно выражается процентом (w) изменения числа импульсов, приходящегося на 100 вольт. В хороших счетчиках w бывает порядка 5% (Трост [18]). При прочих равных условиях величина области счета зависит от точности центрировки нити относительно цилиндра. На рис. 84 приведены три счетные кривые при трех различных эксцентрикитетах анода относительно катода (нити) счетчика. Из этих кривых, полученных Христоффом, видно, что с уменьшением точности центрировки величина области насыщения уменьшается, величина же области счета вообще

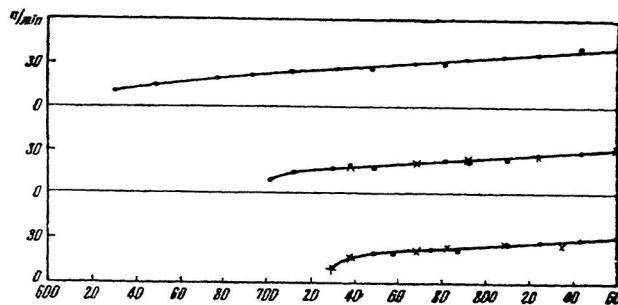


Рис. 84.

увеличивается. Это объясняется тем, что при приближении небольшого участка нити к цилиндру начальный потенциал зажигания для этого эксцентрично расположенного участка уменьшается. При этом на ряду с уменьшением V_z уменьшается и величина i_{min} , так как в разряде участвует только часть нити. По мере увеличения напряжения условия зажигания начинают выполняться для все большей длины нити. Таким образом, с увеличением напряжения происходит возрастание рабочего объема счетчика. При этом может случиться, что для некоторых участков нити напряжение, наложенное на счетчик, соответствует напряжению насыщения, для других же, более близких к цилиндру, оно может уже оказаться напряжением возникновения самопроизвольных разрядов. Таким образом, при эксцентрично расположенной нити разные ее участки будут работать в разных счетных режимах. Это обуславливает общее увеличение области счета с одновременным уменьшением участка насыщения.

При разборе механизма обрывания разряда мы указывали, что наличие какого-либо изолирующего слоя на поверхности нити не является необходимым условием работы счетчика. В качестве анода могут быть использованы нити практически из лю-

бых металлов. Однако это не значит, что свойства нити не играют вообще никакой роли в работе счетчиков. Имеется ряд указаний (Вильгельм [19] и др.) на то, что счетчики с специально обработанными нитями работают более удовлетворительно. При этом, правда, сама обработка ведется различными способами. Часто нить просто тщательно отжигается в пламени газовой горелки, а затем моется в дистиллированной воде и спирте. Стальные нити часто обрабатываются кислотой. В качестве примера приведем данные Вильгельма.

В его счетчике стальная нить 0.2 мм диаметром была про-калена, отполирована и промыта в спирте. После этого она подвергалась действию однопропцентного раствора соляной кислоты до тех пор, пока не покрылась тонким, но ровным слоем окиси. После этого она была вымыта в дистиллированной воде и осушена в сухом воздухе.

Несмотря на то, что обработка нити не является необходимой, она может оказаться полезной по следующим причинам:

1. Наличие дополнительного сопротивления в виде оксидного слоя будет увеличивать область счета. Вернер, например, считает это обстоятельство причиной различия свойств обработанных и необработанных нитей.

2. Искусственная обработка и создание оксидного слоя может выравнить поверхность нити и устраниить особенно резкие изломы или царапины, существующие на ней.

Существование подобных дефектов может иногда сильно исказить градиент поля и тем самым создать различие в потенциалах зажигания для разных участков нити. Ясно, что это облегчит появление самопроизвольных разрядов и вообще уменьшит величину области насыщения.

Несомненно, однако, что значительно более важным является состояние поверхности катода. Но, в отличие от только что сказанного про нить, как показал Христофф, небольшие и периодические искажения поверхности катода не оказывают существенного влияния на механизм работы счетчика. Так, например, счетчик с катодом, выполненным из металлической сетки, будет работать вполне正常но.¹ Наконец, это может быть подтверждено счетной характеристикой счетчика; на внутренней поверхности которого созданы искусственные неровности. (Схематический чертеж такого счетчика представлен на рис. 117.)

Такие исследования были проделаны Христоффом путем вдвигания внутрь счетчика металлического штифта и острия через отверстие в катоде. На рис. 85 приведена характеристика «нормального» счетчика (точки) и характеристика^a, полученная при вдвигании штифта 4-миллиметрового диаметра (кружки). В исследованном счетчике диаметр цилиндра был 20 мм. Одному

¹ При этом только увеличится начальный рабочий потенциал, повидимому, из-за малой поверхности катода, участвующей в разряде.

обороту шлифа ($\alpha=1$), при помощи которого штифт вдвигался внутрь счетчика, соответствует вертикальное смещение штифта в 0.7 мм. Приведенная на рис. 85 характеристика была получена при вдвижении штифта на 4 мм.

При еще большем вдвигании штифта в счетчике появлялись разряды иного характера, чем обычные. Они погасали при значительно меньшем напряжении, чем зажигались, и обнаруживали другие свойства, присущие тлеющему разряду (свечение и др.). При появлении таких разрядов счетчик, как измерительный инструмент, не мог быть использован. В практике часто может случиться, что на поверхности катода будут находиться какие-либо зазубрины или острия. Как показали опыты Христофа, введение острия (граммомонной иглы с шариком радиуса

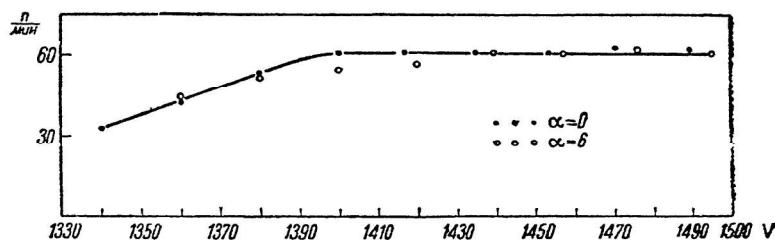


Рис. 85.

$\rho = 2.4 \cdot 10^{-2}$ мм на конце) приводит практически к тем же результатам, что и введение штифта. На рис. 86 по оси ординат отложена зависимость числа разрядов в минуту от числа оборотов шлифа с острием на конце (ход шлифа прежний, т. е. 1 оборот $= \pm 0.7$ мм). Как видно из этого рисунка, изменение свойств счетчика начинается лишь при сильном приближении острия к нити ($\alpha = 7$). До этого число разрядов остается постоянным и не зависит от α . Это показывает, что незначительные изменения конфигурации поверхности катода не влияют на работу счетчика.

Повидимому, значительно более важным является вопрос о материале катода и его поверхностном слое. В большом количестве работ, затрагивающих этот вопрос, был исследован ряд металлов: медь, латунь, цинк, железо, никель, алюминий, калий, барий и др. Указанные исследования позволили только твердо установить непригодность металлов с малой работой выхода. По данным Вернера и других авторов, число темновых отбросов счетчика, катод которого покрыт щелочным металлом, настолько велико, что счетчик практически непригоден к работе. Исследования Раевского [20], Ханзена и Креихена [21], Лочера [22], Родионова [23] и др., проделанные с так называемыми счетчиками световых квантов, являющихся по существу обычными счетчиками с катодом, очувствленным к видимому или ультрафиолетовому излучению, показали также, что и стабильность подобных

счетчиков значительно меньше, чем обычных. Кроме указанной выше качественной зависимости счетных свойств от материала катода, имеющиеся результаты настолько противоречивы, а условия изготовления счетчиков так плохо поддаются контролю, что делают почти невозможным какие-либо однозначные заключения. Указанное обстоятельство имеет, повидимому, принципиальный характер. Почти все исследователи наблюдали, что счетчики, изготовленные в совершенно одинаковых условиях, оказываются иногда обладающими совершенно различными счетными свойствами. Это явление многими (Христофф и Ханле, Вернер и др.) приписывается состоянию поверхности катода, и в частности — слою газа, адсорбированного на ней.

Существенным подтверждением этой точки зрения являются опыты Христоффа [13], который охлаждал плохо работающий счетчик, обладавший очень большим числом темновых разрядов. При охлаждении оказалось, что число разрядов сильно уменьшается. В этих опытах счетчик охлаждался до -80° С. Уменьшение числа темновых разрядов с понижением температуры Христофф объясняет тем, что пары, имевшиеся в счетчике, вымерзали на поверхности катода. Христофф считает, что на последнем при этом образуется пленка, которая понижает число чувствительных мест катода. Это и является причиной резкого уменьшения числа темновых импульсов.

К такому же заключению приводят аналогичные опыты Троста [18].

Наиболее убедительно влияние катода может быть продемонстрировано сопоставлением счетных свойств счетчиков, катоды которых были сделаны из разных материалов, но покрывались тонким слоем целлофана. На рис. 87 приведены счетные характеристики счетчиков с катодами из Al, Fe, Au и других металлов.¹ Цифры у кривых означают диаметр цилиндра и нити счетчиков (в шт.), Ms — латунь.

На следующем (88) рисунке представлены характеристики тех же счетчиков после того, как катоды их были покрыты целлофановой пленкой. Из сопоставления рисунков видно, что счет-

¹ Эти характеристики заимствованы нами из работ Троста [18] и относятся к необычным счетчикам, наполненным смесью аргона с парами HClO . Поэтому непосредственное перенесение этих данных на процессы, происходящие в обычных счетчиках, вряд ли допустимо. Однако они указывают на существенную роль состояния поверхности катода.

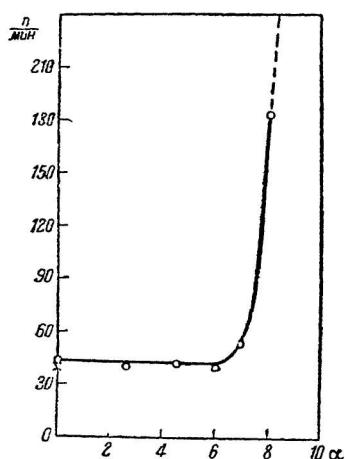


Рис. 86.

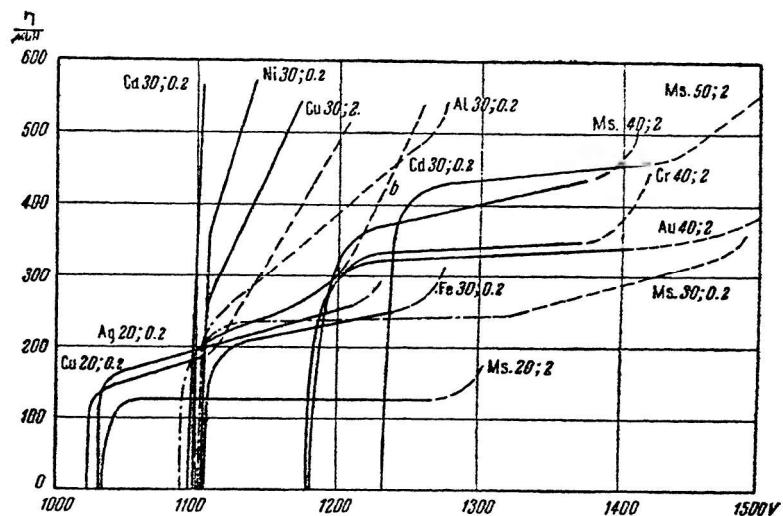


Рис. 87.

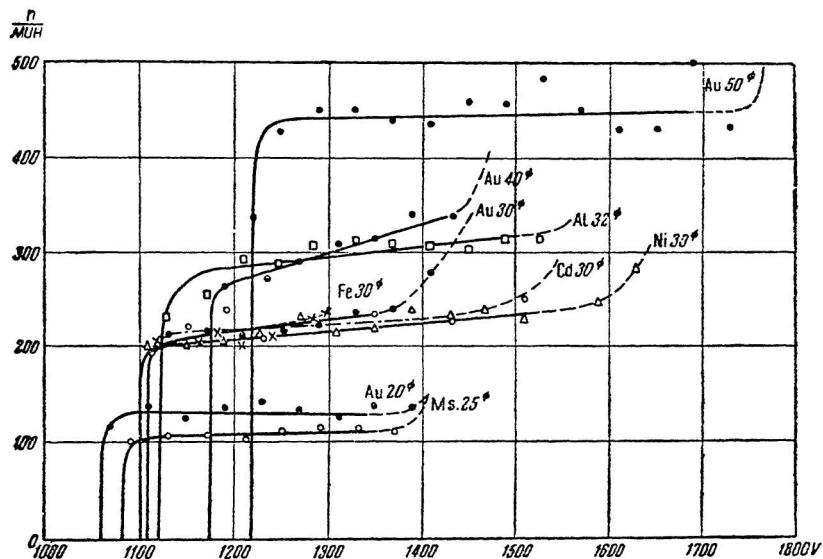


Рис. 88.

чики, не имевшие ранее практической области счета, после покрытия катода целлофаном стали обнаруживать удовлетворительные счетные свойства.

Наконец, рассмотрение стабильности работы счетчиков точно так же подтверждает предположение о большом значении про-

цессов на поверхности катода. Постоянство чувствительности очень важно для практического использования счетчиков. Однако очень часто «чувствительность», т. е., точнее говоря, темновое число разрядов не остается постоянным, а меняется с течением времени. Наиболее часто это изменение происходит непосредственно после изготовления счетчика. В качестве примера на рис. 89 приведено изменение счетной характеристики, наблюденное Тростом. Почти все исследователи, работающие со счетчиками Гейгер-Мюллера, знакомы с этим явлением. Однако причина его до сих пор не установлена. Естественно предположить, что в этом случае мы имеем дело с изменением свойств поверхностного слоя катода. Нужно отметить, что счетчики, помещенные в стеклянный баллон и тщательно прогретые перед откачкой, ведут себя значительно устойчивее необезгаженных и непрогретых счетчиков. Точно так же известно, что помещение в отпа-

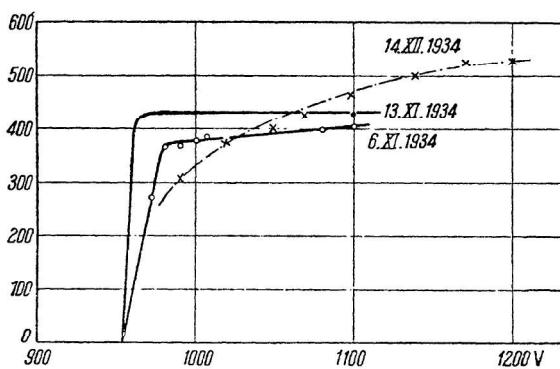


Рис. 89.

янный счетчик эbonитовых или резиновых пробок вообще ухудшает условия стабильности. Это согласуется с предположением, что изменение величины темнового фона обусловлено изменением состояния катода. Эбонит, резина и просто необезгаженные части баллона счетчика будут выделять пары и газы, которые могут изменять поверхность катода. Кроме того, изменение содержания этих примесей в газе, наполняющем счетчик, в свою очередь может изменить минимальный ток и вид счетной характеристики.

В необезгаженных счетчиках часто наблюдается как бы «возбуждение» счетчика. Это явление состоит в следующем. Иногда число темновых импульсов почему-то начинает самопроизвольно возрастать. Оно увеличивается все больше и больше и через некоторое время делается настолько большим, что счетчик становится непригодным к работе. Если в этот момент выключить напряжение и дать счетчику «отдохнуть», то при последующем включении число импульсов сначала снова будет нормальным,

или почти нормальным. Однако оно скоро вновь начнет возрастать, и через некоторое время счетчик опять придет в нерабочее состояние. Если по оси абсцисс отложить время (в минутах), в течение которого счетчик «отдыхает», а по оси ординат — время, в течение которого он (после «отдыха» данной длительности) приходит в нерабочее состояние, то мы получим кривую, изображенную на рис. 90. Этот рисунок заимствован нами из работы Христофа и относится к счетчику с Zn-катодом. Счетчик наполнялся смесью водорода с азотом. Баллон, в который он помещался, перед наполнением тщательно откачивался, но не прогревался. Поэтому, хотя объем баллона был свободен от примесей каких-либо других газов или паров, стенки металла катода и стекла не были освобождены от них. Характер явления «возбуждения», наблюдавшегося Христофом на этом счетчике (кривая рис. 90), заставляет считать катод ответственным за наблюдавшиеся явления. Действительно, если бы указанное увеличение числа разрядов, т. е. «разгон» счетчика, вызывалось бы постоянными газовыми примесями, выделявшимися из стеклянных стенок баллона и металла, то после наполнения счетчик должен был бы работать хорошо и портиться лишь постепенно, с течением времени. На самом деле наблюдалось следующее. Сперва счетчик работал нормально, но уже через несколько минут после включения начинал «разгоняться» и очень быстро делался непригодным к работе. Весьма существенно, что после того, как в течение некоторого времени напряжение со счетчика было снято, он при включении опять начинал работать нормально.

Повидимому, часто наблюдаемое явление «исправления» счетчика того же характера. Сплошь и рядом только что изготовленный счетчик оказывается непригодным к работе из-за большого числа разрядов, которое в нем наблюдается без всякого облучения. Однако после того, как счетчик постоит некоторое время (иногда день, два), он становится вполне пригодным.

Во всех этих явлениях мы встречаемся как бы с изменением чувствительности счетчика. Число разрядов в нем почему-то возрастает, или, наоборот, падает. Это происходит либо в течение большого промежутка времени, тогда это называют изменением чувствительности, либо очень быстро, — тогда говорят о самовозбуждении счетчика. В действительности, однако, истинная чувствительность счетчика во всех этих случаях остается практически неизменной. Меняется лишь число разрядов, вызванное

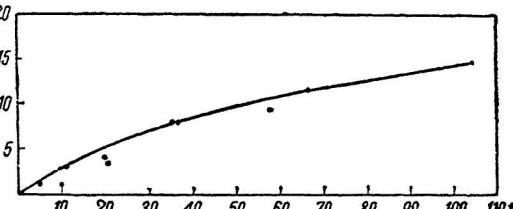


Рис. 90.

какими-то внутренними процессами, происходящими в счетчике. Ряд исследователей показал, что независимо от числа темновых разрядов и даже в области $V_B - V_C$ (рис. 66), т. е. в области самопроизвольных разрядов, чувствительность счетчика остается постоянной. Поэтому счетчик, или два разных счетчика, работающие в различных режимах, могут обладать одной и той же чувствительностью при совершенно различном абсолютном числе разрядов в единицу времени. Это было показано в частности Медикусом. При этом один из его счетчиков был настолько плохим, что вследствие большого числа самопроизвольных разрядов область насыщения у него вообще отсутствовала. Медикус подробно исследовал явления, связанные с возникновением самопроизвольных разрядов. Он нашел, что в плохих счетчиках вид счетных характеристик целиком обусловлен этими разрядами.

Вероятность того, что после одного разряда произойдет самопроизвольный разряд, есть, согласно Медикусу, некоторая функция, экспоненциально спадающая с течением времени. Поэтому самопроизвольные разряды часто следуют друг за другом, образуя как бы группы. Это явление было указано Медикусом [12], Шульце [17] и др. уже в самом начале изучения счетчиков. Медикус в частности показал, что в плохом счетчике его температурная зависимость обусловлена главным образом температурной зависимостью числа самопроизвольных разрядов.

Исследуя температурную зависимость счетчиков, Христоф и Ханле [14], нашли, что возрастание числа разрядов наступает раньше, чем проявляется термоионная эмиссия. Наоборот, Хаберланд и Вальхер [24], работая с тщательно прокаленным и осущенным счетчиком, показали, что до начала термоионной эмиссии не происходит какого-либо возрастания числа разрядов. Во всяком случае, можно считать, что небольшие колебания температуры не сказываются на работе хорошего счетчика.

Температурные колебания могут лишь слегка изменить начальный потенциал зажигания. Этот эффект отмечается, например, Аккеманом [25]. На рис. 91 приведена заимствованная из его работ зависимость начального потенциала зажигания от температуры. Как видно из этого рисунка, 1° Цельсия вызывает увеличение потенциала зажигания примерно на 1 вольт. Конечно, для разных счетчиков $\frac{dV_z}{dT}$ будет различно, но порядок величины вполне характеризуется приведенным значением, найденным Аккеманом. Зависимость начального потенциала зажигания от температуры газа счетчика вполне естественна. Она обусловлена повышением давления, которое при этом происходит. Действительно, известно, что потенциал зажигания зависит не только от плотности газа, но и от его давления. Последнее же при заданном объеме пропорционально абсолютной температуре. На рис. 92 приведена полученная Аккеманом для того же счетчика зависимость начального потенциала от давления (в см Hg) в счетчике:

Несмотря на большое практическое значение тех закономерностей, которые характерны для самопроизвольных разрядов, причина их и зависимость от параметров счетчика не могут считаться выясненными. Известен только ряд условий, облегчающих появление этих разрядов. Так, например, существующие

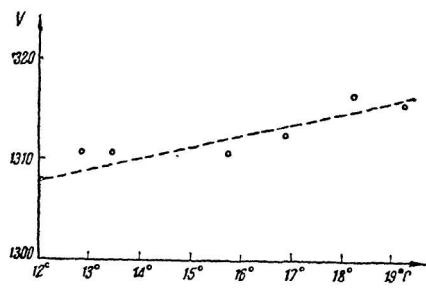


Рис. 91.

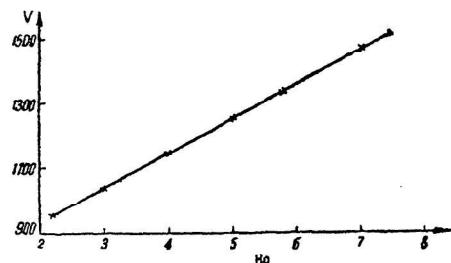


Рис. 92.

данные показывают, что потенциал возникновения самопроизвольных разрядов очень сильно зависит от количества электричества, переносимого каждым отдельным разрядом. Последнее может быть очень наглядно продемонстрировано рис. 93. На этом рисунке, взятом из работы Векслера и Бибергала [16], приведены счетные характеристики одного и того же счетчика в зависимости от величины емкости (в см), включенной парал-

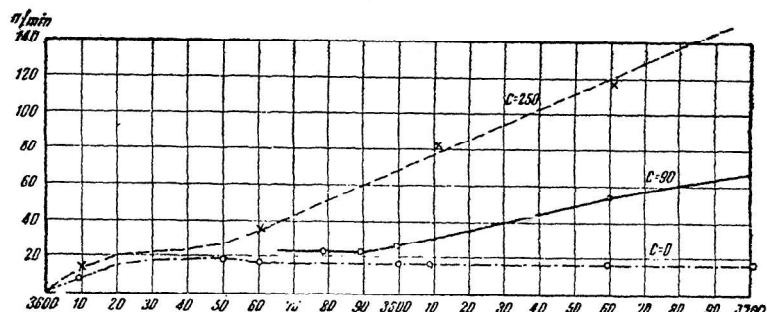


Рис. 93.

тельно высокому сопротивлению. На рисунке видно, что увеличение длительности импульса очень резко уменьшает область насыщения. При этом особенно существенно, что сила тока разряда самой емкостью непосредственно не меняется. Правда, возможно, что при этом имеет место возрастание силы тока за счет температурного изменения плотности газа, вызванного разрядом.

Эффект изменения температурного режима счетчика был обнаружен в указанной работе Векслера и Бибергала. Кроме

того, ими было показано, что даже незначительный нагрев газа у поверхности нити очень резко сказывается на силе тока коронного разряда. Однако даже независимо от этого температурного эффекта ясно, что интенсивная работа счетчика способствует возникновению самопроизвольных разрядов. Это обусловлено тем, что среднее количество электричества, переносимое разрядами в единицу времени, возрастает с увеличением числа разрядов.

Таким образом, вероятность возникновения самопроизвольных разрядов должна как-то зависеть от режима работы счетчика. При большом числе импульсов в нем смогут возникать дополнительные разряды. Счетчик будет как бы увеличивать свою чувствительность во время работы. Это явление действительно известно исследователям, работающим со счетчиками.

Наличие подобного ложного увеличения чувствительности видно, например, из счетных характеристик (рис. 94: кривая 1 соответствует необлученному счетчику, т. е. она определяет зависимость фона от V ; кривая 2 получена при облучении счетчика).

Из сказанного следует, что все факторы, затягивающие разряд, или увеличивающие силу тока импульса, будут способствовать возникновению самопроизвольных разрядов. В частности так же будет действовать и уменьшение высокоомного сопротивления.

Наконец, и искажения поля (неровности на катоде или аноде) будут облегчать появление этих разрядов. Это непосредственно видно из приведенных нами счетных характеристик счетчиков.

Сильно облегчает возникновение самопроизвольных разрядов наполнение счетчика инертным газом, например, неоном, гелием или аргоном. Причина этого явления еще не ясна; возможно, что она связана с появлением атомов, находящихся в метастабильном состоянии, легко образующихся в этих газах.

Точно так же присутствие паров воды, повидимому, очень сильно сказывается на качествах счетчика. Плохо или совсем неосушенные счетчики очень непостоянны в работе. Величина фона в них сильно меняется. Поэтому осушка и, как уже выше указано, тщательный отжиг стеклянного баллона, в котором помещается счетчик, улучшают стабильность его работы. Однако вопрос о роли паров (и в частности паров влаги) все же не может

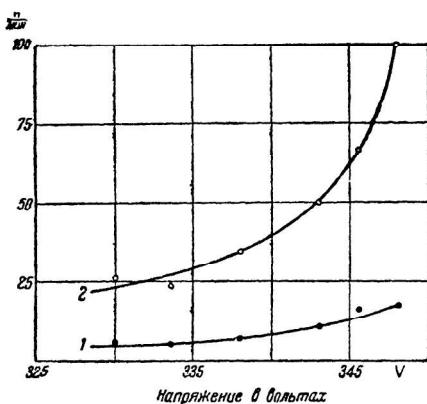


Рис. 94.

считаться окончательно выясненным. Трост [18] показал, например, что прибавление спирта к аргону дает возможность получить хорошие результаты. Счетчики его системы (см. дальше) вообще нуждаются для своей работы в наличии известного количества паров.

Изучение распределения самопроизвольных разрядов во времени показало, что их причиной не могут быть ионы или электроны, остающиеся в разрядном промежутке после разряда. В настоящее время наиболее близким к истине является, повидимому, предположение о существовании особых чувствительных точек на поверхности катода. Разряды, происходящие в счетчике, как-то меняют эту поверхность и, тем самым, число и активность таких центров, испускающих электроны. Это предположение подтверждается указанными выше опытами Христофа и Троста, получившими уменьшение числа самопроизвольных разрядов при покрытии катода счетчика целлофаном или пленкой влаги.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СЧЕТЧИКОВ

До сих пор мы считали, что интенсивность какого бы то ни было излучения измеряется числом импульсов, происходящих в счетчике в единицу времени. Однако это не значит, что число фотонов или β -частиц, испускаемых источником в данном телесном угле в одну секунду, равно числу импульсов счетчика за это же время. Для того чтобы найти истинную интенсивность, мы должны ввести поправку на так называемую «эффективность» самого счетчика, а также на разрешающую способность счетчика и его схемы.¹ В случае очень малого числа импульсов в минуту поправка на разрешающую способность счетчика будет несущественна, в случае же, если число импульсов велико, она может стать весьма значительной. Это объясняется тем, что каждый разряд в счетчике длится в течение некоторого определенного интервала времени. Кроме того, в течение еще некоторого времени, уже после окончания разряда, счетчик остается нечувствительным к излучению, и новый разряд в нем не может возникнуть. Это обуславливается тем, что разность потенциалов между анодом и катодом счетчика непосредственно после разряда близка к начальному потенциалу зажигания. Как уже выше было выяснено, чувстви-

¹ Выше мы указывали, что счетчик регистрирует 100% частиц, создающих хотя бы одну пару ионов вблизи от нити. Однако в действительности ионы, созданные, например, частицей космических лучей, проходящей через счетчик, могут возникнуть вдали от анода. Может случиться поэтому, что в силу ряда причин (позже будут указаны некоторые из них) эти ионы не смогут дойти до нити и вызвать разряд.

Таким образом ионизирующая частица пройдет через счетчик, но не будет им зарегистрирована. Вероятность такого события, помимо прочего, очень сильно зависит от природы первоначального ионизатора; поэтому мы обсудим вопрос об «эффективности» счетчиков при рассмотрении условий измерения интенсивности космического рентгеновского и видимого излучения отдельно.

тельность счетчика при этом будет очень невелика. Следовательно, если какая-нибудь ионизующая частица попадает в счетчик в течение указанного интервала времени, то она окажется незарегистрированной. Так как время это (которое в дальнейшем мы будем называть временем «восстановления» и обозначать буквой τ) обычно достаточно мало, то при малом числе разрядов и общее время «восстановления» за одну секунду, т. е. величина $n\tau$, будет тоже малым. Таким образом, истинное число частиц, испускаемых каким-либо источником, окажется равным числу импульсов счетчика только в этом частном случае.

В дальнейшем мы подробно рассмотрим вопрос о связи истинной интенсивности с временем «восстановления» и числом разрядов, регистрируемых счетчиком в единицу времени. Для проведения указанного рассмотрения введем понятие разрешающей способности счетчика и его схемы. Разрешающей способностью обычно принято называть величину $\frac{1}{\tau}$.

Естественно, что в общем случае разрешающая способность установки зависит не только от свойств счетчика, но также и от

того устройства, с помощью которого регистрируются импульсы.

Для практических целей, конечно, важно знать суммарное τ . Однако, так как способы регистрации могут быть самыми различными, то целесообразно рассмотреть величину τ для счетчика и для радиосхемы раздельно.

Для того чтобы выяснить зависимости разрешающей способности от параметров счетчика, рассмотрим схематическую осциллограмму разряда. Для этого воспользуемся рис. 95. Здесь по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат — разность потенциалов между катодом и нитью. Из этого чертежа видно, что в течение интервала времени $t'' - t'$ в счетчике происходит разряд. В идеальном случае разряд должен прекратиться в точке t' . Однако выше уже было показано, что разряд в счетчике может продолжаться некоторое время даже при напряжениях, меньших, чем V_{min} . В хороших счетчиках интервал $t'' - t'$ практически ничтожен, но в плохих счетчиках и особенно в счетчиках, содержащих примеси инертных газов, величина этого участка может быть иногда весьма значительной. Такое затягивание разряда, обнаруженное многими авторами, достигает иногда даже нескольких сотых долей секунды. С этим обстоятельством приходится считаться при определении разрешающей способности счетчика. Сейчас, однако, мы не будем учитывать явление затягивания, а проведем наше рассмотрение для хорошего счетчика. В этом случае наиболее существенным будет интервал времени $t''' - t''$. В течение этого времени напряжение на

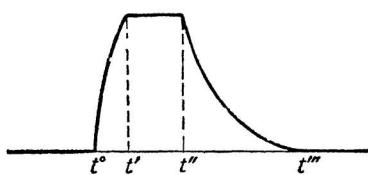


Рис. 95.

электродах счетчика меньше, чем напряжение, соответствующее насыщению счетной характеристики. Поэтому, хотя здесь чувствительность счетчика все время меняется, она остается все же значительно меньше нормальной. Для учета этого обстоятельства можно ввести некоторое эквивалентное время τ_R , лежащее в интервале $t'' - t'$, и считать полное время «восстановления» состоящим из двух частей. Первая часть — это время, равное длительности разряда в самом счетчике. Вторая часть τ_R учитывает указанное уменьшение чувствительности счетчика после разряда.

При рассмотрении механизма работы счетчика мы установили зависимость величины $t' - t_0$ от параметров счетчика и его схемы. Мы не будем снова приводить здесь результаты проделанных вычислений. Напомним только, что при обычных условиях это время по порядку величины не превосходит 10^{-3} — 10^{-4} сек. Поэтому разрешающая способность счетчика ограничивается в обычных схемах именно вторым членом, т. е. τ_R . Величина τ_R может быть определена следующим образом. Это то время, в течение которого в счетчике не может произойти разряд из-за малости напряжения на электродах. В действительности же как только один разряд прекратится, сейчас же может начаться другой. Однако при этом разность потенциалов, возникающая на зажимах высокоомного сопротивления, была бы практически не заметна. Кроме того, и вероятность возникновения разряда $P(V)$ при V , близком к V_{\min} , очень мала. Поэтому, если $V_{\text{рас}}$ близко к V_{\min} и работа ведется при больших перенапряжениях, т. е. достаточно далеко от V_{\min} , то можно грубо считать τ_R равным времени нарастания напряжения на электродах счетчика от V_{\min} до $V_{\text{рас}}$. (Под $V_{\text{рас}}$ мы подразумеваем такое напряжение, при котором счетчик считает все попавшие внутрь его рабочего объема частицы.) При этом мы предполагаем, что разница $V_{\text{рас}} - V_{\min}$ уже может быть обнаружена прибором, регистрирующим импульсы счетчика.

Для того чтобы оценить численное значение величины τ_R , учтем, что, вследствие разрядки емкости C на сопротивление, нарастание разности потенциалов на электродах счетчика будет происходить по следующему закону:

$$V_s = V_B - (V_B - V_z) e^{-\frac{t}{RC}}.$$

В этой формуле, как и в дальнейшем, мы заменим V_{\min} на V_z , так как существующая между ними разница порядка нескольких вольт совершенно несущественна. Пусть $V_{\text{рас}} = V_z + \Delta$. Найдем время, в течение которого V_s станет равной $V_{\text{рас}}$. Используя формулу (19), найдем

$$V_z + \Delta = V_B - (V_B - V_z) e^{-\frac{t}{RC}}, \quad (29)$$

$$\ln \left(1 - \frac{\Delta}{V_B - V_z} \right) = -\frac{t}{RC}, \quad (30)$$

откуда, считая (согласно сказанному выше) отношение $\frac{\Delta}{V_B - V_z}$ малым, получим:

$$\frac{\Delta}{V_B - V_z} \approx \frac{t}{RC}.$$

Но по определению t равно τ_R . Следовательно,

$$\tau_R \approx \frac{RC\Delta}{V_B - V_z} \approx \frac{RC(V_{\text{рас}} - V_z)}{V_B - V_z}. \quad (31)$$

Отсюда видно, что τ_R пропорционально постоянной времени схемы счетчика RC . Для того, чтобы численно оценить величину τ_R , воспользуемся следующими значениями постоянных. Взяв, например, $R = 5 \cdot 10^8 \Omega$, $C = 10^{-10} F$ и считая $\Delta = 30$ вольтам (см. счетную характеристику) и $V_B - V_z = 100$ вольтам, получим $\tau_R \sim 10^{-2}$ сек. Таким образом, ясно, что разрешающая способность обычных счетчиков ограничена главным образом наличием высокоомного сопротивления в цепи счетчика. Величина ее — порядка 10^2 в сек. Это обстоятельство было указано уже давно рядом авторов (Пфоцером [26], Верновым [27], Бекслером, Бибергальем и Ивановым [28] и др.), исследовавших разрешающую способность счетчика.

Если воспользоваться величиной τ_R для внесения поправок и нахождения истинной интенсивности источника излучения, то мы не получим верного результата. Действительно, мы считаем, что τ_R есть время, в течение которого вообще невозможно возникновение импульса, обнаруживающего частицу. Однако, на самом деле, в интервале времени τ_R чувствительность счетчика меняется от нуля до нормальной. Поэтому приведенный расчет является приближенным и позволяет лишь установить порядок величины разрешающей способности счетчика.

Однако прежде, чем перейти к расчету, мы должны выяснить вопрос о постоянстве времени τ в счетчике. Данворт [29], осциллографируя разряд счетчика, пришел к выводу, что величина τ меняется в зависимости от той разницы потенциалов, до которой разряжается счетчик каждым отдельным импульсом. Последнее же в свою очередь зависит от значения этой величины в предыдущем разряде. Таким образом, по Данворту, τ меняется от разряда к разряду и для какого-нибудь i импульса зависит от величины τ в $i-1$ импульсе.

Как следует из произведенного вначале подробного разбора механизма работы счетчиков, — по крайней мере для обычных счетчиков Гейгер-Мюллера, — это не может считаться правильным. Нами было показано, что в этих счетчиках величина каждого отдельного импульса (при прочих равных условиях) должна быть всегда одной и той же. При этом, конечно, мы пренебрегаем ничтожной разницей в потенциале потухания разрядов, считая, что все они прекращаются при напряжениях $V_{\text{ми}}$. Результаты

опытов Данворта, помимо всего прочего, непосредственно опровергаются исследованием Рамзея и Липмана [29], специально разбирающих этот вопрос. Поэтому для обычных счетчиков мы можем считать τ величиной постоянной.¹

Теория поправок для отдельных счетчиков

Для того чтобы получить поправку, которую нужно ввести в показания счетчика, т. е. чтобы найти действительное число частиц, проходящих через него, поступим следующим образом. Предположим, что вероятность того, что какая-то частица попадает внутрь счетчика в интервал времени от t до $t + dt$, будет $\lambda(t) dt$. Эта величина зависит от условий облучения счетчика и от величины имеющегося постороннего «фона». По определению τ , частица, попадающая в счетчик в интервале времени от t до $t + dt$, будет сосчитана только в том случае, если она попадет в счетчик спустя время $> \tau$ после окончания предыдущего разряда. Вероятное среднее число частиц, попавших в счетчик в промежуток времени от $t - \tau$ до t , будет:

$$F(t - \tau, t) = \int_{t - \tau}^t \lambda(t) dt. \quad (32)$$

Как известно, вероятность того, что при данном среднем числе частиц $F(t - \tau, t)$, попадающих в какой-то интервал времени (в нашем случае в интервал от $t - \tau$ до t), в данном интервале окажется n' частиц, дается формулой Пуассона:

$$w = \frac{F(t - \tau, t)^{n'} e^{-F(t - \tau, t)}}{n'!}. \quad (33)$$

Следовательно, вероятность того, что за интервал времени τ , предшествующий моменту времени t , в счетчик не попадет ни одной частицы, будет $e^{-F(t - \tau, t)}$. Поэтому вероятность того, что за время от t до $t + dt$ в счетчик попадет частица и будет зарегистрирована, равна $\lambda(t) e^{-F(t - \tau, t)} dt$. Таким образом, за период наблюдения $T_2 - T_1$ (который должен быть очень велик по сравнению с τ , что, впрочем, всегда выполняется) счетчик сосчитает

$$n = \int_{T_1}^{T_2} \lambda(t) e^{-F(t - \tau, t)} dt \quad (34)$$

импульсов.

¹ В действительности непостоянство величины τ имеет место лишь в счетчиках с другими формами газового разряда, т. е. в тех случаях, когда потенциал горения разряда ниже, чем потенциал зажигания. Это имеет место, например, в счетчиках, использующих тлеющий или другой разряд.

Так как эти счетчики практически применяются очень редко, то мы не останавливаемся на рассмотрении общей теории поправок, построенной на основании опытов Данворта [29] Скинером [31].

Здесь

$$F(t - \tau, \tau) = \int_{t-\tau}^t \lambda(t) dt.$$

Полное же число частиц, которые пройдут через счетчик за это время, будет:

$$n_0 = \int_{T_1}^{T_2} \lambda(t) dt.$$

Воспользовавшись этими простыми выводами, указанными в работе Шифа [31], можно найти искомые поправки. При этом в зависимости от природы источника излучения, исследуемого счетчиком, величина этих поправок и способ их отыскания будут различные.

Мы рассмотрим два наиболее часто встречающихся случая, а именно: случай источника частиц постоянной интенсивности и случай источника, интенсивность которого меняется по закону радиоактивного распада.

I. Источник постоянной интенсивности

Пусть источник постоянной интенсивности дает n_0 частиц, проходящих через счетчик в течение времени T (здесь n_0 включает в себя фон счетчика). Тогда, подставляя в уравнение (34) $\lambda(t) = \frac{n_0}{T}$ для числа частиц, сосчитанных счетчиком, получим:

$$n = n_0 e^{-\frac{n_0 \tau}{T}}. \quad (35)$$

Это выражение было получено также Вольцом [33] несколько менее общим путем. Он же указал, как, используя уравнение (35), можно экспериментально определить величину τ .

Определим максимальное n в зависимости от n_0 . Взяв производную и приравняв ее нулю, найдем, что максимум соответствует условию $n_0 = \frac{1}{\tau}$. Подставляя это значение n_0 в формулу (35), получим

$$n_{\max} = \frac{1}{e\tau},$$

или

$$\tau = \frac{1}{e \cdot n_{\max}}.$$

Это сразу указывает на простой экспериментальный способ определения τ .¹ Нужно взять какой-либо источник излучения

¹ В данном случае, так же как и раньше, под τ подразумевается τ полной установки, т. е. счетчика и устройства для регистрации импульсов.

и приближать его к счетчику до тех пор, пока число сочтываемых в единицу времени разрядов не достигнет наибольшего значения. Дальнейшее приближение источника излучения будет вызывать уменьшение числа сочтываемых импульсов. Подставив значение n_{\max} в формулу (35), найдем τ .

Большое преимущество этого способа состоит в простоте и возможности использования любого источника излучения. Для того чтобы определить поправку в числе частиц, сосчитанных счетчиком, удобно воспользоваться кривой рис. 96. Эта кривая представляет собой графическое изображение зависимости величины $\frac{n\tau}{T}$ от отношения $\frac{n_0}{n}$, которое следует из уравнения (35), преобразованного следующим образом:

$$\frac{n\tau}{T} = \ln \left(\frac{n_0}{n} \right) / \frac{n_0}{n}. \quad (36)$$

Как можно использовать кривую рис. 96, проще всего понять на конкретном примере. Предположим, что максимальное число импульсов, сочтываемых каким-либо счетчиком, есть 10.5 в секунду. Тогда

$$\tau = \frac{1}{10.5 \cdot e} = 0.035 \text{ сек.}$$

Пусть теперь этот же счетчик, облученный каким-то источником, истинная интенсивность которого нам неизвестна, сочитывает в минуту 480 импульсов. Кроме того, пусть величина фона равна 50 импульсам в минуту. Тогда $\frac{n\tau}{T}$ равно $\frac{480}{60} \times \frac{1}{10.5 \cdot e} = 0.28$ (легко видеть, что это есть среднее число импульсов в течение времени τ); кроме того, эта же величина для фона равна $\frac{50 \times 0.035}{60} = 0.03$. Отыскивая на оси ординат значение 0.28, видим, что ему соответствует отношение $\frac{n_0}{n} \approx 1.5$, т. е. $n_0 = n \times 1.5 = 720$ частицам в минуту (поправка на число импульсов фона в данном случае слишком мала). Таким образом, истинное число частиц, прошедших через счетчик за одну минуту, равно $720 - 50 = 670$. Здесь необходимо заметить, что ординате 0.28 соответствуют, вообще говоря, две

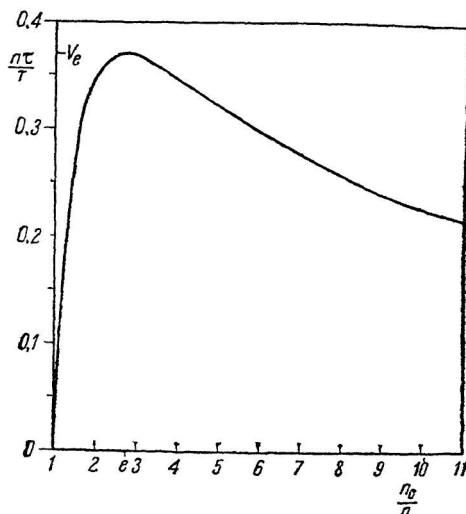


Рис. 96.

точки кривой рис. 96, т. е. две разные величины n_0 . В частности, в нашем примере ординате 0.28 соответствует еще и отношение $\frac{n_0}{n} = 7.1$.

Для того чтобы разобрать, какая же из этих величин соответствует действительности, нужно просто слегка отодвинуть источник излучения от счетчика. Если счетчик работает слева от максимума кривой рис. 96, то число сосчитываемых импульсов уменьшится. Наоборот, оно увеличится, если сосчитываемое число импульсов находится справа от максимума.

II. Определение постоянной распада

Когда интенсивность исследуемого источника излучения меняется во времени, определение n_0 , т. е. необходимой поправки, становится более сложным. Мы ограничимся рассмотрением того случая, когда требуется определить число испускаемых частиц n и постоянную распада λ радиоактивного источника излучения. Вообще при измерении постоянной распада какого-либо элемента с помощью счетчиков пользуются несколькими способами. Простейший из них заключается в том, что постоянная распада определяется из наклона прямой, дающей зависимости логарифма числа импульсов счетчика в единицу времени от времени наблюдения. Второй способ заключается в том, что время наблюдения делится на две части и число импульсов, соответствующее одному интервалу времени, сравнивается с полным числом импульсов за все время наблюдения. Наконец, в третьем способе время наблюдения делится на равные промежутки, и рассматривается отношение суммы импульсов в четных и нечетных интервалах.

Пейорлс [34] показал, что для измерения постоянной распада наиболее выгодно разбить весь период наблюдения на ряд интервалов, длительность T которых была бы меньше $0.3/\lambda$, и измерять число разрядов в этих интервалах. Если длительность интервала $< 0.2/\lambda$, то число частиц может быть найдено с помощью рассуждений, приведенных в предыдущем разделе. Иными словами, если могут быть получены достаточно надежные данные в течение времени $T < 0.2/\lambda$, то источник за время этого интервала может рассматриваться как постоянный. При этом ошибка измерений не будет превышать 1%. Если же интервал T должен быть взят много больше, чем $0.2/\lambda$, указанный метод не применим. Как указал Шиф [32], эта задача может быть решена другим способом. Последний, однако, сам требует использования величины λ . Поэтому приходится итти методом последовательных приближений. λ сначала должно быть приблизительно оценено с помощью одного из перечисленных выше способов. Затем по методу Шифа определяется n_0 . Значение его снова используется для получения более точного значения λ и т. д.

Для проведения дальнейших расчетов обозначим через N среднее число атомов, имеющихся к моменту времени $t = 0$

в эффективном слое распадающегося вещества. Пусть далее N_1 и N_2 будут числа атомов, соответствующие временам T_1 и T_2 , и β — число импульсов фона счетчика в единицу времени. Тогда в уравнении (34) мы можем положить:

$$\lambda(t) = \beta + N_1 e^{-\lambda t},$$

и после интегрирования

$$n = (e^{-\beta\tau}/e^{\lambda\tau} - 1) \{ \exp[-N_2(e^{\lambda\tau} - 1)] - \exp[-N_1(e^{\lambda\tau} - 1)] \} + (\beta/\lambda) e^{-\beta\tau} \times \{ Ei[-N_1(e^{\lambda\tau} - 1)] - Ei[-N_2(e^{\lambda\tau} - 1)] \}, \quad (37)$$

где

$$\exp(-z) = e^{-z}$$

и

$$Ei(-z) = - \int_z^\infty \frac{e^{-v}}{v} dv.$$

В этом случае $n_0 = N_1 - N_2$ есть ожидаемое число частиц, проходящих через счетчик за время $T = T_2 - T_1$. Используя соотношение

$$N_1 = \frac{n_0}{1 - a}$$

и

$$N_2 = \frac{an_0}{1 - a},$$

где

$$a = e^{-\lambda T},$$

и учитывая, что τ весьма мало по сравнению с $\frac{1}{\lambda}$, можно с достаточной точностью переписать уравнение (37) в таком виде:
 $n = (e^{-\beta\tau/\lambda\tau}) [e^{-ax} - e^x] + (\beta/\lambda) e^{-\beta\tau} \times [Ei(-x) - Ei(-ax)], \quad (38)$

где

$$x = \frac{n_0 \lambda \tau}{1 - a}.$$

Уравнение (38) не может быть решено аналитически относительно x , однако, для него может быть построена номограмма, с помощью которой можно определить интересующие нас величины.

Эта номограмма представлена на рис. 97. Она содержит семейство кривых с постоянными a и семейство кривых с постоянными x . Величины λT , соответствующие каждому a , даются пересечением кривых для a с осью абсцисс и могут быть определены из табл. 8.

Таблица 8

a	0.01	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
λT	4.605	2.996	2.302	1.609	1.204	0.916	0.693	0.511	0.357	0.223

Кривые для α приведены для десяти значений α от 0.01 ($\lambda T = 4.605$) до 0.8 ($\lambda T = 0.223$).

Вряд ли имеет смысл использовать время наблюдения больше чем $4.6/\lambda$, так как при этом интенсивность излучения будет очень мала, и относительно возрастет значение фона. С другой стороны, для $T < 0.2/\lambda$ можно пользоваться первым способом, описанным ранее. Для практического использования номограммы прежде всего необходимо найти t счетчика (выше было указано, как это сделать), затем постоянную распада (приближенно) и, наконец, измерить фон счетчика, т. е. определить β . Используя эти величины, мы вычисляем $a = n\lambda t e^{\beta t}$ и $b = a - 5\beta t$.

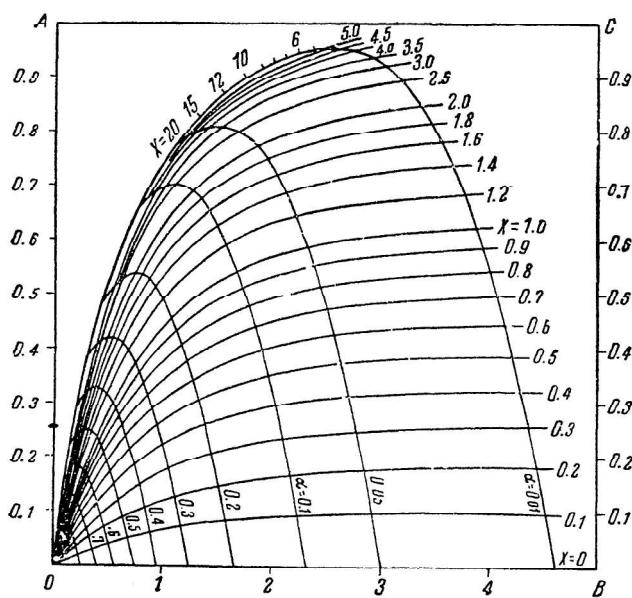


Рис. 97.

После этого нужно на шкале OA найти точку, соответствующую вычисленному a , и на шкале BC точку, соответствующую величине b . Зная время наблюдения T и приближенное значение λ , мы находим a и выбираем соответствующую кривую на номограмме. Проводя прямую через точки a и b (отложенные на соответствующих шкалах), мы пересечем выбранную нами кривую с данным a и получим два значения $x - x_1$ и x_2 , где меньшую из этих величин мы обозначили x_1 . Теперь, зная x , легко найти для значения n_0 по формуле

$$n_0 = \frac{x(1-a)}{\lambda\tau}.$$

x_1 будет соответствовать нормальной работе счетчика, слева от максимума, x_2 справа от максимума, т. е. вообще в нерабочем режиме.

Как уже указывалось выше, используя найденное значение n_0 , можно более точно определить λ и затем повторить проделанную операцию.

Для пояснения сказанного разберем конкретный пример использования номограммы. Пусть с помощью указанных выше методов мы нашли, что в счетчике $\tau = 0.023$ сек., $\beta = 1.83$ сек.⁻¹ Пусть далее источник таков, что его $\lambda = 0.012$ сек.⁻¹ (период полураспада равен 55 сек.). Допустим, что в этих экспериментах нам удобно производить отсчет в течение примерно 5 минут. В этом случае мы выбираем $a = 0.01$; $\lambda T = 4.6$, или $T = 6.09$ минут. (Если бы мы захотели взять T равным точно 5 минутам, то мы не смогли бы воспользоваться уже построенным графиком, и нам пришлось бы интерполировать.) Пусть за эти 6.09 минут счетчик сосчитал $n = 3070$ импульсов. Вычисляя a и b по приведенным формулам, получим $a = 0.929$, $b = 0.719$. Отмечая на шкале OA и OB точки, соответствующие этим величинам, и проводя через эти точки прямую, найдем, что она пересекает кривую $a = 0.01$ при $x_1 = 1.60$ и $x_2 = 14.2$. Беря меньшее значение x , найдем $n_0 = 5460$, что дает число частиц за 6.09 минут наблюдения.

Мы разобрали случаи постоянного источника излучения и источника, изменяющего свою интенсивность по закону радиоактивного распада. С помощью проведенного рассмотрения в обоих этих случаях мы можем найти действительное число частиц, т. е. определить истинную интенсивность источника излучения по числу частиц n , сосчитанных счетчиком. Все сказанное выше относилось к обработке результатов наблюдений, полученных с помощью одного счетчика. Однако в области ядерной физики и особенно космических лучей широко применяются установки, содержащие несколько счетчиков, позволяющие регистрировать частицы, проходящие через все счетчики (или часть их) одновременно. Поэтому мы рассмотрим здесь те поправки, которые должны быть введены при обработке результатов наблюдений для совпадений группы из P счетчиков.

Поправки для счетчиков, работающих в схемах совпадений

При использовании счетчиков, работающих в схеме совпадений,¹ перед исследователем возникает следующая задача. Пусть мы имеем P счетчиков и хотим определить число таких частиц (в течение некоторого времени наблюдения T), каждая из которых пройдет через все P счетчиков. Для того чтобы установить это, нам нужно, во-первых, знать полное число совпадений в течение этого времени, и во-вторых, определить число случайных совпадений. (Случайными мы называем такие совпадения, которые вызываются не прохождением одной частицы или группы

¹ Под совпадениями здесь и в дальнейшем подразумевается совпадение разрядов в счетчиках во времени.

частич, связанных между собой через все P счетчиков, а, например, случайнм, почти одновременным, прохождением P независимых, отдельных частиц через каждый из счетчиков в отдельности.)

Легко видеть, что случайнм будет и такое совпадение, при котором в течение интервала времени τ через $P - n$ счетчиков пройдет одна частица, а через остальные счетчики n других частиц, генетически не связанных с первой. Так как в зависимости от числа P число различных комбинаций, при которых может произойти такое случайное совпадение, будет различно, то не будем их перечислять, а просто условимся считать те совпадения, которые не обусловлены прохождением одной частицы (или группы, возникающей одновременно) через все P счетчиков. Легко видеть, что число этих случайных совпадений будет зависеть от величины того интервала времени τ' , в течение которого даже последовательное во времени попадание частиц в разные счетчики будет восприниматься схемой как одновременное. Поэтому важно помнить, что здесь и в дальнейшем под величиной τ' подразумевается время «восстановления» для схемы совпадений, а не для одного отдельного счетчика, как в предыдущем изложении.

Учитывая сказанное, введем следующие обозначения. Пусть вероятность того, что частица проходит только через i^a из P счетчиков в интервал времени от t до $t + dt$ будет $\lambda_i(t) dt$. Пусть также вероятность того, что действительно совпадающие импульсы в счетчиках $i \dots j \dots l$ произойдут в интервал времени от t до $t + dt$, будет $\lambda_{ij\dots l}(t) dt$. Предположим, что $\lambda_i(t) \gg \lambda_{ij\dots l}(t) \gg \lambda_{i\dots j\dots l}(t)$ и т. д., т. е. значения соответствующих вероятностей убывают с возрастанием числа индексов. Кроме того, допустим, что $\rho\lambda_i(t) \ll \frac{1}{\tau}$, где $\rho\lambda_i(t)$ означает вероятность действительного совпадения в P счетчиках. Легко видеть, что оба эти допущения в общем действительно выполняются;¹ при этом они значительно облегчают решение задачи. Наконец, надо еще указать, что мы рассматриваем $\lambda(t)$ как величины, независимые друг от друга и определяемые только геометрическим расположением счетчиков и природой источников излучения.²

Учитывая сказанное ранее, легко видеть, что вероятность того, что, по крайней мере, одна частица появится в каком-нибудь i^a счетчике в интервал времени от t до $t + \tau'$, будет

$$1 - e^{-F_i(t, \tau')},$$

¹ Надо отметить, что и без них теория тоже может быть проведена до конца.

² Последнее эквивалентно тому, что частицы, вызывающие действительное совпадение в какой-нибудь одной группе счетчиков (в частном случае в одном из них) в какой-либо момент времени, никак не влияют на работу остальных счетчиков в какое-нибудь другое время.

где

$$F_i(t, \tau') = \int_t^{t+\tau'} \lambda_i(t) dt. \quad (39)$$

Точно так же вероятность того, что по крайней мере одно действительное частичное¹ совпадение в группе каких-то счетчиков $i \dots j \dots l$ произойдет в интервал от t до $t + \tau'$, будет

$$\text{где } F_{i \dots j \dots l}(t, \tau') = \int_t^{t+\tau'} \lambda_{i \dots j \dots l}(t) dt. \quad (40)$$

Как мы уже указывали, случайное совпадение может быть вызвано тем, что вслед за какой-то первой частицей (или действительным совпадением в части счетчиков), попавшей в один (или более) счетчиков через интервал времени, меньший, чем τ' , в остальные счетчики также либо попадут отдельные частицы, либо в них возникнут частичные совпадения. Однако это требует того, чтобы по крайней мере один из счетчиков, иной, чем тот (или те), попадание частицы в который «начинает» случайное совпадение, был бы свободен от разряда в течение интервала τ' до его начала. Например, вероятность того, что в группе из 6 счетчиков действительное совпадение во 2 и 4 счетчике произойдет в интервале времени от t до $t + dt$, не большем, чем τ' , и будет сопровождаться попаданием отдельной частицы в счетчик 6, и действительным тройным совпадением в счетчиках 1, 3 и 5 будет:

$$\begin{aligned} & \{1 - \prod_{i=1,3,5,6} (1 - e^{-F_i(t-\tau', \tau')})\} \lambda_{24}(t) (1 - e^{-F_6(t, \tau')}) \times \\ & \times (1 - e^{-F_{135}(t, \tau')}) dt. \end{aligned} \quad (41)$$

При этом учитывается, что для осуществления указанного события по крайней мере в одном из счетчиков 1, 3, 5, 6 за время от $t - \tau'$ до t не должно происходить разряда. Для того чтобы найти полное число случайных совпадений m за время наблюдения, мы должны просуммировать по всем возможным комбинациям из λ_s и F_s формулу (41) и затем проинтегрировать полученное выражение по времени в пределах от T_2 до T_1 . Ввиду большой сложности получающихся выражений (так, например, для 4 счетчиков интеграл будет содержать тридцать шесть членов), мы ограничимся случаем $P = 2$.

$$\begin{aligned} m_2 = & \int_{T_1}^{T_2} \{e^{-F_1(t-\tau', \tau')} \lambda_1(t) (1 - e^{-F_2(t, \tau')} + \\ & + e^{-F_1(t-\tau', \tau')} \lambda_2(t) (1 - e^{-F_1(t, \tau')})\} dt. \end{aligned} \quad (42)$$

¹ Частичным мы называем совпадение в некоторых, а не во всех счетчиках, т. е., например, в 2, 3... и вообще в n счетчиках из имеющихся P .

В том случае, если среднее число частиц, попадающих в счетчик в единицу времени, само не зависит от времени, то можно положить:

$$\lambda_i(t) = \nu_i$$

и

$$\lambda_{i...j...l}(t) = \nu_{i...j...l}.$$

Если различные ν малы по сравнению с $\frac{1}{\tau}$, то ожидаемое число случайных совпадений для двух, трех и четырех счетчиков будет соответственно:

$$m_2/T = 2\tau' \nu_1 \nu_2, \quad (43)$$

$$m_3/T = 3\tau'^2 \nu_1 \nu_2 \nu_3 + 2\tau' (\nu_1 \nu_{23} + \nu_2 \nu_{13} + \nu_3 \nu_{12}), \quad (44)$$

$$\begin{aligned} m_4/T = & 4\tau^3 \nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4 + 3\tau^{12} (\nu_1 \nu_2 \nu_{34} + \nu_1 \nu_2 \nu_{24} + \\ & + \nu_2 \nu_3 \nu_{14} + \nu_1 \nu_4 \nu_{23} + \nu_2 \nu_4 \nu_{18} + \nu_3 \nu_4 \nu_{12}) + 2\tau' (\nu_{12} \nu_{34} + \\ & + \nu_{13} \nu_{24} + \nu_{14} \nu_{23}) + 2\tau' (\nu_1 \nu_{234} + \nu_2 \nu_{134} + \nu_3 \nu_{124} + \nu_4 \nu_{123}). \end{aligned} \quad (45)$$

Экспериментальное определение τ' легко осуществить, располагая счетчики в пространстве так, чтобы число действительных совпадений было равно нулю. В этом случае все совпадения будут случайными. Все члены, содержащие ν с числом индексов, большим единицы, исчезнут, и мы получим

$$m_p/T = P \cdot (\tau)^{p-1} \nu_1 \nu_2 \dots \nu_p. \quad (46)$$

Так как m_p/T и $\nu_1 \dots \nu_p$ могут быть непосредственно измерены, то отсюда легко определить τ' .

Определение числа случайных совпадений для источника, меняющего свою интенсивность

Мы определили число случайных совпадений в случае постоянного источника ионизирующих частиц. Однако в ряде задач, например, при исследовании β -спектров по методу магнитной фокусировки и др., выгодно применить счетчики, включенные в схему совпадений для изучения таких явлений, при которых интенсивность излучателя сама несколько меняется во время измерений.

Мы ограничимся опять случаем радиоактивного распада. Для этого положим

$$\lambda_1(t) = \lambda_2(t) = \beta_0 + N e^{-\lambda t}.$$

Это условие обычно выполняется, так как, например, при исследовании β -спектров по методу Алиханова оба счетчика в одинаковой мере защищены от действия γ -лучей, и число частиц, проходящих через каждый из них в единицу времени, примерно одинаково. Здесь, как и раньше, β_0 есть величина фона в счетчике, λ —постоянная распада и N —число атомов распадающегося

вещества в момент времени $t = 0$. Подставляя уравнение для $\lambda(t)$ в формулу (42) и производя интеграцию, получим:

$$m_2 = 2 \left(n_1 - \frac{1}{2} n_2 \right). \quad (47)$$

Здесь m_2 — ожидаемое число случайных совпадений за время T . Если n^0 есть число импульсов за время T_1 , вызванных действием источника излучения в каждом счетчике отдельно (как мы раньше установили, оно примерно одно и то же в обоих счетчиках), то n_1 дается уравнением (38), в котором нужно положить:

$$\tau = \tau',$$

$$\beta = \beta_0$$

и

$$n_0 = n^0.$$

n_2 определяется тем же уравнением при $\beta = 2\beta_0$ и $n_0 = 2n^0$. Величины T , β_0 и n^0 определяются из опыта, а вычисление n_1 и n_2 может быть произведено с помощью номограммы рис. 97. Для этого надо по данному значению λT выбрать соответствующую кривую для α . (При этом, как и раньше, удобно выбрать значение α так, чтобы не пришлось интерполировать, а можно было воспользоваться какой-нибудь начертанной кривой для α .) Затем надо определить значение x , соответствующее условию $n_0 = n^0$ и $\tau = \tau'$, и отметить эту точку на выбранной кривой для α . Тогда ордината этой точки есть величина $(e^{-\alpha x} - e^{-x})$: ее абсцисса — величина $[Ei(-x) - Ei(-\alpha x)]$, входящие в уравнение (38). Подставляя найденные численные значения в это уравнение, находим величину n_1 . Точно так же находится и n_2 с той лишь разницей, что теперь n_0 в уравнении (38) берется равным $2n^0$. После подстановки полученных значений в уравнение (47), получим ожидаемое число случайных совпадений.

Счетчики для космических лучей

Наиболее широко, пожалуй, применяются счетчики для изучения космических лучей. Почти все крупнейшие открытия последнего времени в этой области так или иначе связаны с использованием счетчиков.

Для примера можно указать хотя бы на доказательство Кольхерстром и Боте [35] корpusкулярной природы космического излучения методом «совпадений», обнаружение ливней Блеккетом и Окиалини [36], работы Росси [37], Андерсена [38], а также много других. В соответствии с большим разнообразием возникающих здесь проблем, при исследовании космического излучения и γ -лучей применяются различные счетчики. Форма катода, природа и давление газа и, наконец, схемы включения счетчиков могут быть самыми различными.

Вначале мы приведем данные, касающиеся свойств самого счетчика в зависимости от указанных выше параметров. После этого нами будут рассмотрены некоторые схемы, наиболее часто применяемые для различных исследований в этой области.

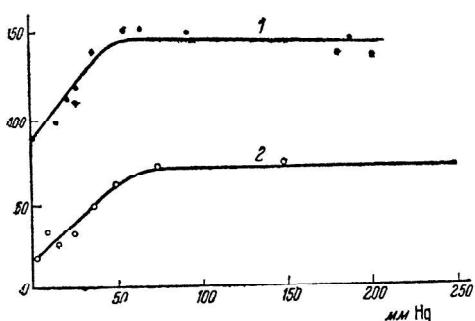
В одной из первых работ по счетчикам Гейгер и Мюллер показали, что величина темнового фона (число разрядов в единицу времени, происходящее в счетчике без какого бы то ни было облучения) пропорциональна поверхности цилиндрического электрода. Величина фона обусловливается радиоактивными загрязнениями воздуха, радиоактивностью земли и материала стенок счетчика и, наконец, космическим излучением. На рис. 98, заимствованном из цитируемой работы, приведены счетные характеристики двух счетчиков при разных давлениях газа. Кривая 1 относится к счетчику диаметром 30 мм, 2 принадлежит счетчику диаметром 15 мм. Длина обоих счетчиков совер-

шенно одинакова. Как видно из рисунка, величина фона прямо пропорциональна поверхности счетчика. В настоящее время можно считать установленным, что коэффициент пропорциональности близок к единице. Поэтому можно заранее определить величину фона в области насыщения. При обычных давлениях число импульсов фона в одну минуту будет примерно равно чис-

лу квадратных сантиметров поверхности цилиндра. Конечно, подобный расчет является ориентировочным, однако он бывает весьма полезен, так как величина фона определяет возможную предельную точность измерений. Поэтому, оценив ожидаемый эффект, т. е. число импульсов, вызванных в единицу времени исследуемым излучением, можно заранее определить пригодность счетчика для решения поставленной задачи.

Выше было указано, что величина фона обусловливается радиоактивными загрязнениями воздуха, радиоактивностью земли и, наконец, космическим излучением. Устранив разряды, вызванные радиоактивностью земли и воздуха, можно значительно уменьшить величину фона. Для этого необходимо окружить счетчик слоем вещества, поглощающим γ -излучение. При этом, уже при использовании 4—5-см свинца, число импульсов фона уменьшается до 0.7 своей первоначальной величины. Здесь нужно, однако, иметь в виду, что помещение над счетчиками значительных толщин свинца будет менять состав космических лучей, отфильтровывая более мягкую часть этого излучения.

Рис. 98.



Из сказанного ясно, что защита счетчика свинцом еще большей толщины вообще нецелесообразна. Жесткая компонента космического излучения не сможет быть устранена даже метрами свинца. С увеличением же толщины фильтра интенсивность жесткой компоненты будет меняться лишь весьма медленно. Поэтому при дальнейшем увеличении толщины число разрядов в счетчике будет уменьшаться очень незначительно.

Чувствительность счетчика к космическому и γ -излучению в известном интервале давления практически не зависит от его величины. Однако, начиная примерно от 5 см Hg и выше, чувствительность сильно падает. Это видно из рисунков 98 и 99. На первом из них приведена зависимость числа импульсов фона от давления для двух счетчиков с катодом различного диаметра. На следующем рисунке (99) приведены начальные части счетных характеристик, полученные Медикусом [12] с γ -лучами для различных давлений газа в счетчике. Причину уменьшения чувствительности счетчиков к космическим и γ -лучам при малых давлениях легко понять. В обоих случаях она объясняется уменьшением вероятности появления начального электрона в рабочем объеме счетчика.

Раньше мы показали, что для возникновения разряда в области насыщения необходимо появление хотя бы одного электрона. В воздухе при нормальных условиях быстрый электрон создает в среднем около 40 пар ионов на одном сантиметре пути. Легко видеть, что при 5.0 мм Hg число пар ионов, создаваемое быстрым электроном внутри счетчика, будет очень мало. Может случиться, что электрон вообще не создаст в объеме счетчика ни одной пары ионов. Вероятность этого будет возрастать с уменьшением давления. Сперва перестанут регистрироваться частицы, проходящие в счетчике малый отрезок пути. По мере уменьшения давления число частиц, не создающих в счетчике необходимой пары ионов, будет все возрастать. Соответственно этому, начиная примерно с 50 мм Hg, величина фона в области насыщения будет уменьшаться с уменьшением давления. Наконец, при давлениях порядка 3—5 мм даже электроны, проходящие большой путь внутри счетчика, не смогут вызвать разряда. Это обстоятельство особенно необходимо иметь в виду при использовании так называемых схем совпадений. Страт и Будворт [39], подробно исследовавшие эффективность счетчиков, работающих в такой схеме, нашли эффективность счетчиков равной 94%. Таким об-

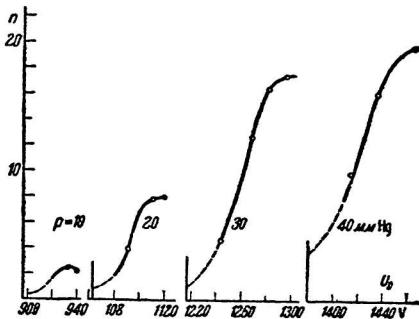


Рис. 99.

разом, в их установке каждый счетчик пропускал около 6% всех частиц. При трех счетчиках это давало поправочный коэффициент, равный 1.2. Этими же опытами Страт и Вудворт подтвердили, что и для космических лучей геометрический диаметр счетчика является действующим диаметром, и лишь эффективная длина немного меньше геометрической.

Указанная выше зависимость чувствительности от давления сохраняет свою силу и для γ -лучей. Импульсы, вызываемые этими лучами, в основном обусловлены фотоэлектронами и электронами, которые образуются γ -квантами при Комpton-эффекте. Энергия этих электронов настолько велика, что их удельная ионизация практически не отличается от ионизации частиц космических лучей.

Из сказанного как будто вытекает, что при достаточно малых давлениях величина фона будет равна нулю. В действительности это, однако, не так. Космическое излучение, так же, как и γ -лучи, может создавать вторичные частицы в металле стенок счетчика. Некоторые из этих частиц будут выходить из металла, потеряв значительную долю энергии. Удельная ионизующая способность таких замедленных электронов будет значительно больше удельной ионизации быстрых частиц. Поэтому они смогут вызвать разряд в счетчике. Таким образом, даже при давлениях порядка нескольких миллиметров или даже долей миллиметра счетчик будет все же обнаруживать космическое и γ -излучение. Конечно, чувствительность его к этому излучению будет значительно меньше нормальной.

При измерениях интенсивности космических лучей в большинстве случаев не приходится заботиться о том, чтобы счетчик был достаточно тонкостенным. Частицы в космических лучах обладают такими энергиями, что свободно проходят через несколько миллиметров металла. Иначе обстоит дело при измерениях интенсивности частиц, возникающих при естественной или искусственной радиоактивности. Эти частицы сильно поглощаются веществом. Поэтому для измерения интенсивности β -лучей используются тонкостенные счетчики. Иногда в цилиндрическом катоде обычного счетчика вы сверливаются ряд отверстий, после чего внутренняя или внешняя поверхность катода покрывается тонкой фольгой.¹ Точно так же для этой цели применяется сетчатый счетчик, т. е. счетчик, катод которого сделан из металлической сетки. В этом случае для предохранения счетчика от сырости приходится применять специальные меры.

В ряде работ различных авторов для исследования β -спектров был применен счетчик с большим тонкостенным окном. Конструкция его видна на рис. 100. Цилиндрический катод счетчика срезается по хорде ab . По этой же линии натягивается фольга.

¹ Необходимо, конечно, чтобы фольга не имела дырок, иначе, даже если счетчик работает при атмосферном давлении, влажность внутри него будет меняться.

После откачки фольга прогибается и занимает положение, изображенное на рисунке. Несмотря на то, что при этом геометрия разрядного пространства искажается, счетчик все же обладает достаточно удовлетворительными свойствами.

Счетчики для γ -лучей

При использовании счетчиков для измерения интенсивности γ -лучей нужно учесть зависимость чувствительности счетчика от материала стенок цилиндра и длины волны исследуемого излучения. Так как квант γ -излучения сам непосредственно не ионизует молекул газа, то возбуждение разряда в счетчике обусловливается ионизующим действием вторичного электрона, созданного γ -квантом. Практически все разряды, вызванные действием γ -излучения, обусловлены вырыванием электронов из стенок счетчика. Отсюда следует, что «действующей» толщиной стенок является толщина R , равная пробегу электронов. Обозначим через μ коэффициент поглощения γ -лучей; будем считать, что уменьшением интенсивности γ -лучей в эффективной толщине можно пренебречь. Тогда число электронов, созданных в действующем слое, будет μR . Однако из всего этого числа счетчик сосчитает только часть $k\mu R$, где k — некоторая дробь, показывающая, какая доля образованных электронов выходит внутрь счетчика.

Как известно, в области γ -лучей существует три механизма поглощения: фотоэлектрическое поглощение, Комптон-эффект и, наконец, поглощение, обусловленное возникновением пар.

Для того чтобы понять, почему чувствительность счетчика зависит от длины волны исследуемого излучения и материала стенок счетчика, рассмотрим связь этих величин с указанными процессами поглощения. Разберем влияние каждого из них отдельно. Учитывая три указанных механизма поглощения, можно весьма приближенно выразить число электронов, выходящих из стенок внутрь счетчика, следующим образом:

$$N = 2k(\tau R_\tau + 2xR_x + \sigma R_\sigma). \quad (48)$$

Здесь τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения, R_τ — пробег фотоэлектрона, x и R_x — соответствующие коэффициент поглощения и пробег частицы (электронпозитрона), возникающей при рождении пар, и σ — R_σ , то же самое для Комптон-эффекта. Величина R_σ означает некоторый средний пробег, который, согласно Дросте [42], можно считать равным $R_\sigma = aR_{\sigma_{\max}}$. Здесь $R_{\sigma_{\max}}$ — пробег электрона отдачи, получившего максимально возможную энергию. a — коэффициент, учитывающий распределение энергии комптонэлектронов.

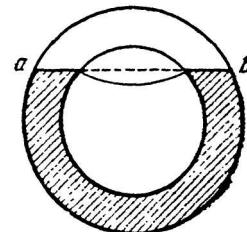


Рис. 100.

Рассмотрим, как будет меняться каждый из трех членов формулы (48) при изменении длины волны γ -излучения. Начнем с первого члена. Как известно, при увеличении длины волны γ -излучения τ будет быстро возрастать. При этом одновременно будет уменьшаться R_τ . В области мягких γ -лучей возрастание τ будет идти быстрее, чем уменьшение R_τ . Действительно, в этой области τ примерно пропорционально $(\frac{1}{hv})^3$, в то время как R_τ меняется примерно как $(hv)^2$. Кроме того, τ пропорционально Z^4 или Z^5 , а R_τ — обратно пропорционально лишь первой степени атомного номера. Поэтому эффект, обусловленный фотоэлектрическим поглощением, будет сказываться даже для малых длин волн тем сильнее, чем выше атомный номер материала стеки счетчика. Что касается второго члена, то он будет играть заметную роль только в области очень больших энергий γ -лучей и в противоположность первому будет быстро возрастать при увеличении жесткости γ -излучения. Это обусловлено тем, что и κ и R_κ растут с увеличением энергии кванта. Так как κ пропорционально квадрату атомного номера, то и второй член точно так же будет особенно сильно сказываться при больших Z . Что касается комптоновского поглощения, то оно будет играть особенно большую роль в промежуточной области. Как известно, с увеличением длины волны γ -излучения s медленно возрастает. При этом, однако, энергия электронов отдачи и, следовательно, их пробеги R_s сильно падают. Следствием этого является уменьшение третьего члена с уменьшением жесткости излучения. Что касается зависимости этого фактора от Z , то, поскольку s и R_s зависят от атомного номера прямо противоположным образом, произведение sR_s от Z не зависит. Таким образом, зависимость чувствительности счетчика, — т. е. числа разрядов в нем, — от длины волны исследуемого γ -излучения будет иметь следующий вид. При коротких длинах волн ($\lambda < 20$ X-ед.) с увеличением длины волны чувствительность будет резко падать (в силу действия факторов 2 и 3), затем достигать минимума и, наконец, снова медленно возрастать.

Дросте [42] показал, что «выход разрядов», т. е. число импульсов счетчика, приходящихся на один падающий квант γ -излучения, очень резко меняется при изменении длины волны. Он исследовал «выход» для длин волн 4.7 X-ед. и 51.2 X-ед. При этом оказалось, что абсолютная величина выхода для латунного счетчика и длины волны 4.7 X-ед. составляет 1.61%, а для длины волны 51.2 X-ед. выход составлял уже только 0.15%. На рис. 101 приведена полученная Дросте кривая зависимости абсолютного значения «выхода» от длины волны γ -излучения (в X-ед.).¹

Для теоретического определения величины выхода как функции λ нужно воспользоваться формулой (48). Коэффициент 2

¹ Дросте указывает, что для получения правильных значений выхода ординаты кривой рис. 101 должны быть разделены на коэффициент 1.47.

в этой формуле стоит потому, что пучок лучей, проходя через счетчик, встречает его внутреннюю поверхность два раза. При этом предполагается, что количество электронов, выходящих внутрь счетчика, удваивается. Величина k не зависит от материала стенок и является постоянной. Значение ее можно определить теоретически. Для этого обозначим через N полное число электронов, созданных излучением в слое толщиной R , через N_i — число электронов, вышедших из этого слоя внутрь счетчика, через $W(x)$ — вероятность того, что электрон, образованный на

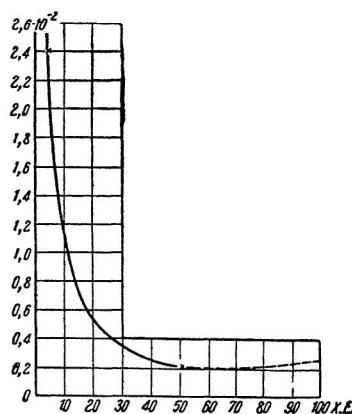


Рис. 101.

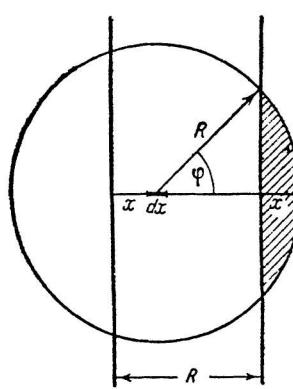


Рис. 102.

глубине x от внутренней поверхности, выйдет внутрь счетчика. Тогда можно написать:

$$dN_i = \frac{N}{R} dx W(x), \quad (49)$$

по определению

$$k = \frac{N_i}{N} = \frac{1}{R} \int_0^R W(x) dx.$$

Как ясно из рисунка (102), $x = R(1 - \cos \varphi)$, и следовательно,

$$dx = R \sin \varphi d\varphi.$$

Конечно, написанное выражение для dN_i будет справедливо лишь в том случае, если считать, что число электронов, вышедших под каким-нибудь углом φ к направлению γ -лучей, не зависит от угла. Другими словами, формула написана в предположении, что не существует преимущественного направления вылета электронов. Однако в области γ -лучей это не может считаться правильным. Поэтому для γ -лучей такое определение k не имеет практического значения. Для области же мягких

рентгеновских лучей, где основным механизмом образования вторичных электронов является фотоэффект, можно приближенно принять, что направления вылета электронов распределены в пространстве равномерно.

В этом случае:

$$W(x) = \frac{\text{поверхности шарового сектора}}{\text{поверхности шара}} = \\ = \frac{1}{2} \sin \varphi (1 - \cos \varphi).$$

Подставляя выражение для $W(x)$ в формулу для k , получим:

$$k = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \varphi (1 - \cos \varphi) d\varphi,$$

откуда $k = 0.2260$.¹

Величина k для γ -лучей, так же, как и значение коэффициента a , может быть непосредственно установлена из сопоставления теоретических значений «выхода» с экспериментальными данными. Производя такое сопоставление и пользуясь найденным экспериментально значением выхода для длин волн 4.7 X-ед. и 51.2 X-ед., Дросте получил $a = 0.6$ и $k = 0.4$. Кривая рис. 101 построена на основании этих значений.

Практическая применимость формулы (48) и правильность оценки a и k была подтверждена Бухманном [43]. Последний исследовал зависимость «выхода» от материала стенок счетчика. При этом для счетчиков из свинца, латуни и алюминия Бухманн получил для излучения радиотория с $\lambda = 4.7$ X-ед. следующее соотношение выходов для свинца, латуни и алюминия: 100 : 76 : 65.

Оценка же выхода по формуле Дросте (считая латунь состоящей из меди и цинка в пропорции 1 : 2) дает следующее: свинец : латунь : алюминий = 100 : 78 : 68.

Для определения τ , x , σ , R_t , R_x и R_σ Бухманн использовал данные Клейна и Нишины [44], Бете и Гайтлера [45] и Заутера [46]. Значения β и k Бухманн брал из работы Дросте.²

¹ При этом предполагается, что электрон внутри металла движется совершенно прямолинейно. На самом деле это, конечно, не так, но для наших целей это приближение допустимо.

² Приведенный в тексте расчет «чувствительности» счетчика (по Дросте) требует некоторых пояснений. Пробеги R_t и R_σ , о которых идет речь в тексте, предполагаются выраженнымими «числом атомов» на единицу поверхности поглощающего слоя». Выраженные таким образом, пробеги приблизительно обратно пропорциональны атомному номеру, тогда как пробеги в обычных единицах — «единицах массы на единицу поверхности» зависят от атомного номера лишь незначительно. σ и τ в тексте предполагаются отнесенными к одному атому (на единицу поверхности).

Расчет Дросте основан на таких грубо неверных предположениях, что предложенному им выходу едва ли можно придавать какое-нибудь значение.

Исследование зависимости «выхода» разрядов от материала стенок счетчика для мягких лучей, проделанное Бухманном, позволило установить сильное влияние атомного номера этого материала. Например, соотношение выходов в свинцовом и латунном счетчике равно 1.35 для излучения радия, отфильтрованного 3.85 см свинца. При нефильтрованном излучении (с преобладающей интенсивностью в области $\lambda \approx 20$ X-ед.) соотношение выходов достигает уже 1.65.

Таким образом, при измерении интенсивности γ -лучей «выход», т. е. коэффициент полезного действия счетчика, существенно зависит от материала стенок и длины волны исследуемого излучения. Вообще же «выход», как видно из приведенных данных, очень мал. Для увеличения его можно увеличить действующую поверхность счетчика. Кьюкендал [47] указал, например, что при этом можно получить увеличение выхода на 50%.

Его счетчик имел вид, указанный на рис. 103. В качестве источника γ -лучей Кьюкендал использовал нефильтрованное

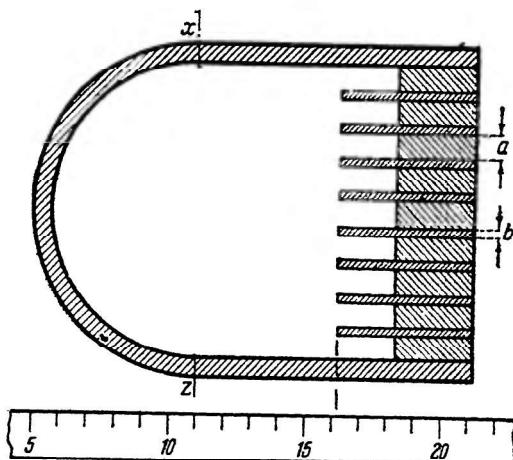


Рис. 103.

В частности, зависимость коэффициента фотоэлектрического поглощения τ частоты следует закону $\sim \left(\frac{1}{hv}\right)^3$ только для очень мягких γ -лучей ($hv \approx 100$ eV). Для большей же части спектра γ -лучей, испускаемых RaB + RaC и ThB + ThC, вид зависимости существенно иной: $\tau \approx \frac{1}{hv}$ при $\lambda = 4.7$ X-ед.).

В области мягких γ - и рентгеновских лучей при расчете поглощения электронов нельзя исходить из представления об определенном (для заданной скорости) пробеге. Скорее, здесь следует характеризовать поглощение электронов экспоненциальным законом. Для жестких же лучей, с другой стороны, грубо неверно предположение об изотропии вторичного излучения.

Для достаточно, но не чрезмерно, жестких γ -лучей характер зависимости чувствительности счетчика от частоты можно предвидеть на основании общих соображений, развитых в главе об ионизационных камерах.

Формула [22] главы II показывает, в самом деле, что ионизационный эффект некоторого монохроматического излучения, измеряемый камерой небольших размеров, пропорционален потоку энергии данного излучения и коэффициенту σ_a . Этот же последний коэффициент в пределах спектра

излучение R_α . Последний помещался на расстоянии 143.6 см от свинцовых щелей, ограничивающих пучок. В одном из исследованных этим автором счетчиков было сделано 6, а в другом 14 прокладок a . И пластиинки b и прокладки между ними были сделаны из никеля. В одном из счетчиков нить помещалась примерно посередине. Во втором она была расположена ближе к пластинам.

Как указывает Кьюкендал, счетчики такой конструкции не обладают достаточно хорошей областью насыщения. Поэтому они нуждаются в большом постоянстве питающего их источника напряжения.

Увеличение общей полезной площади, испускающей Комптон и фотоэлектроны, вообще может быть достигнуто целым рядом других способов. Бухманн, например, решил подобную задачу, нарезав внутреннюю поверхность счетчика. Таким путем он увеличил общую величину внутренней поверхности в два раза. При этом, в зависимости от материала стенки счетчика и длины волны исследуемого γ -излучения, достигалось увеличение выхода от 3 до 12%.

При измерении интенсивности γ -лучей важно, чтобы исследуемый пучок как можно меньше ослаблялся самой стенкой счетчика. Толщина этого слоя металла, из которого будут выходить электроны, будет, конечно, зависеть от энергии фотона. Поэтому, если толщина стенки счетчика будет меньше максимального пробега электронов, созданных γ -лучами, то увеличение этой толщины будет увеличивать «выход». Это показывает рис. 104. Указанное обстоятельство является причиной того, что число импульсов, регистрируемых счетчиком (оно отложено по оси ординат), увеличивается при увеличении толщины свинцовой стенки катода, отложенной в мм по оси абсцисс. Этот рисунок заимствован из цитированной работы Бухманна и относится к свинцовому счетчику, облучаемому излучением радиотория, профильтрованным 1.5 см свинца. Кривая b

γ -лучей RaB + RaC ($50 < \lambda < 5$ X-ед.) есть величина практически постоянная, независящая от частоты, так что ионизационный эффект, наблюдаемый при действии излучений различной длины волн, пропорционален, следовательно, потокам энергии первичных фотонов.

Поскольку ионизацию создают преимущественно быстрые электроны (ионизующая способность которых практически от энергии не зависит), поток этих частиц также оказывается пропорциональным потоку энергии первичных фотонов, т. е. произведению числа фотонов (проходящих через единицу поверхности в единицу времени) на их энергию ($h\nu$). Число же вторичных частиц на один первичный фотон прямо пропорционально энергии фотона — $h\nu$.

Счетчик Гейгер-Мюллера измеряет число вторичных частиц, «выход» которых, согласно приведенным соображениям, приблизительно пропорционален энергии фотонов, что и дает сравнение указанных в тексте экспериментальных значений, полученных Дросте для двух длин волн — 4.7 и 51.2 X-ед.

Приведенное выше соображение верно лишь постольку, поскольку можно пренебречь влиянием фотоэффекта и образованием пар. (Прим. ред.)

представляет ту же кривую *a* вблизи от максимума, но построенную в другом масштабе. Естественно, что в зависимости от материала стенок счетчика и длины волны исследуемого излучения положение максимума будет меняться. Для каждой длины волны оно может быть примерно оценено из данных о пробеге электронов.

Счетчики для рентгеновских лучей

Выше было указано, что с помощью счетчика Гейгер-Мюллера можно весьма эффективно измерять интенсивность рентгенов-

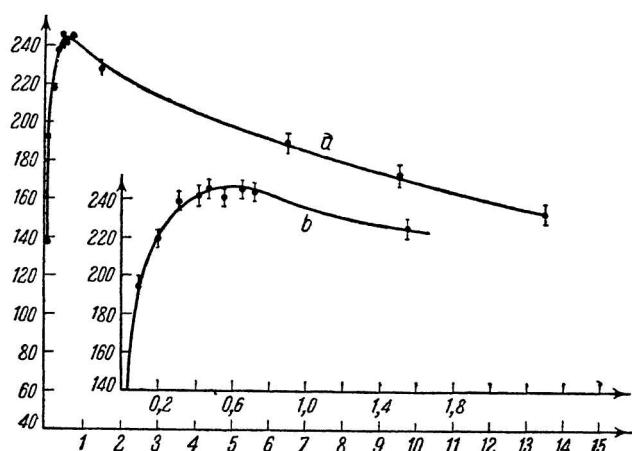


Рис. 104.

ского излучения. В настоящее время в этой области счетчики применяются для спектральных и структурных исследований, а также для измерения малых доз рентгеновских лучей. В качестве примеров можно привести работы Вексслера и Уманского [48], Вильгельма [19] и других. Лек [7] для излучения $K_{\alpha_{Cu}}$ $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$, а Хуперстберг [6] и для более коротких волн показали, что практически каждый квант рентгеновского излучения, поглощенный в газе или в некотором эффективном слое стенки, регистрируется счетчиком. Особенно легко исследовать эффективность счетчика для рентгеновских лучей в том случае, когда лучи поглощаются газом и не попадают на стенки счетчика. Для этого необходимо ввести лучи в счетчик так, чтобы счетчик обнаруживал только те электроны, которые возникли в некотором строго определенном объеме. Это можно сделать разными способами. Лек, например, вводит пучок лучей параллельно оси счетчика, в торец, через отверстия в пробках. Для того чтобы электроны, вырванные рентгеновскими лучами

из пленок (которыми закрывались отверстия в пробках), счетчиком не считались, пробки имели толщину, большую, чем длина пробега электрона. (Несколько иначе ограничен действующий объем в работе Дукельского [40].) Чтобы установить действующую длину, Лек предварительно исследовал зависимость чувствительности счетчика от места попадания узкого пучка рентгеновских лучей. Для этого он делал узкий вырез в катоде счетчика и перемещал пучок вдоль этого выреза. На рис. 105 изображена полученная Леком зависимость числа импульсов счетчика от места попадания пучка лучей вдоль оси счетчика. Для определения эффективной длины счетчика Лек поступал следующим образом. Он строил прямоугольник, высота которого равнялась значению ординат кривой a рис. 105 в той области, где она не зависит от места попадания луча. Длина же прямоугольника определялась

из требования, чтобы площадь его совпадала с площадью, ограниченной кривой рис. 105. Таким образом, длина l подобного эквивалентного прямоугольника сразу дает эффективную длину счетчика.

Измерения интенсивности рентгеновских лучей можно производить и другим способом. Так, например, в экспериментах Вебера [49] и Хуперстберга пучок лучей падал непосредственно на стенку счетчика перпендикулярно его оси. При этом для оценки количества энергии, поглощенной в стенках счетчика (поглощением лучей в газе, наполняющем счетчик, при малых давлениях можно пренебречь), необходимо определить толщину этого эффективного слоя металла, который существует в доставлении электронов внутрь счетчика. Так же, как и в случае γ -лучей, количество электронов, выпущенных внутрь счетчика и приходящихся на единицу энергии падающих рентгеновских лучей, будет

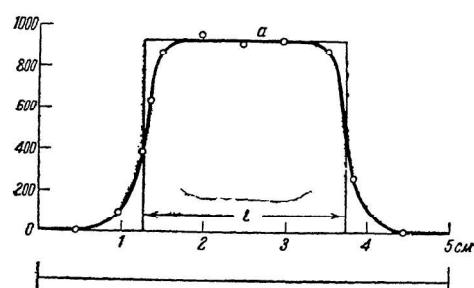


Рис. 105.

изменяется Вебера [49] и Хуперстберга пучок лучей падал непосредственно на стенку счетчика перпендикулярно его оси. При этом для оценки количества энергии, поглощенной в стенках счетчика (поглощением лучей в газе, наполняющем счетчик, при малых давлениях можно пренебречь), необходимо определить толщину этого эффективного слоя металла, который существует в доставлении электронов внутрь счетчика. Так же, как и в случае γ -лучей, количество электронов, выпущенных внутрь счетчика и приходящихся на единицу энергии падающих рентгеновских лучей, будет $N = 2k\mu R$, где k — коэффициент, независящий от материала, μ — полный коэффициент поглощения, R — пробег электронов. Для определения μ нужно учесть два механизма поглощения: фотоэлектрическое поглощение и Комpton-эффект. Тогда формула (48) может быть переписана так:

$$N = 2k(tR_t + \sigma R_\sigma).$$

При подобных расчетах нужно иметь в виду, что для мягких рентгеновских лучей толщина эффективного слоя будет весьма мала. Поэтому, как показал Вебер, при абсолютных измерениях нужно учесть, что на внутренней поверхности счетчика может

существовать слой окиси. Если счетчик изготовлен из легких материалов, то подобный слой сможет внести серьезные погрешности. Так, например, в опытах Вебера с алюминиевым счетчиком теоретически определенный выход оказался в 3 раза больше экспериментально установленного. Учет слоя AlO и AlO_2 позволил Веберу согласовать эти величины. Конечно подобное расхождение вполне может объясняться и тем, что путь, проходимый электроном внутри металла, совсем не является прямолинейным. Соответственно этому коэффициент k может быть значительно меньше значения, найденного с помощью формулы (49).

Только что описанный способ измерения интенсивности, конечно, не является таким строгим, как метод измерения поглощением в газе. Прежде всего это обусловливается тем, что здесь приходится делать ряд допущений (симметричное распределение электронов, толщина эффективного слоя и т. д.), справедливых лишь приближенно. Вместе с тем, при изменении относительных интенсивностей способ Хуперстберга может быть очень удобным. В этом случае при измерениях интенсивности излучения различных длин волн необходимо учитывать различие в величинах эффективного слоя (определенного Хуперстбергом). Из сказанного ясно, что чувствительность счетчика к рентгеновским лучам, так же, как и в случае γ -излучения, будет зависеть от длины волны. Исследование этого свойства счетчика было произведено Хуперстбергом и более строго — Вильгельмом. В опытах Хуперстберга производилось сравнение показаний ионизационной камеры (независящих от жесткости) с показанием счетчика. Он исследовал счетчики из железа и алюминия. Луч непосредственно направлялся на цилиндрическую стенку счетчика. Результаты, полученные Хуперстбергом, представлены на рис. 106. По оси ординат отложено отношение $\frac{Z}{R}$, где Z — число импульсов в единицу времени, а R — величина интенсивности рентгеновского излучения, пропорциональная току в ионизационной камере. Приведенный рисунок относится к алюминиевому счетчику. Такие же результаты получены и для железного. Различие верхней и нижней кривых обусловлено различной полярностью нити счетчика. Верхняя кривая относится к обычному счетчику: нить — плюс, цилиндр — минус. Нижняя кривая — к счетчику с обратной полярностью. Как видно из этого рисунка, около 0.3 \AA число разрядов, даваемое счетчиком, сильно возрастает. Он как бы особенно сильно чувствует именно этот интервал длин волн.

Увеличение «чувствительности» происходит в той области, где начинает сказываться образование комптоновских электронов.

Сопоставление приведенных результатов с данными Вильгельма показывает, что увеличение чувствительности в этом интервале длин волн имеет место не только для металлических

счетчиков. Согласно Вильгельму, даже при условии изготовления стенки счетчика из материала, «эквивалентного воздуху» (см. главу II), не удается устранить избирательного увеличения чувствительности. Правда, в этом случае соответствующий участок длин волн меньше и сам эффект выражен слабее. На рис. 107 приведены результаты Вильгельма. По оси абсцисс отложены длины волн рентгеновского излучения, по оси ординат — число импульсов, соответствующее поглощению в счетчике единицы в один рентген (равный 0.11 эрга). Кривая 1 получена экспериментально. Кривая 2 вычислена теоретически. Для получения последней использовались данные о поперечном сечении пучка и о длине пути луча внутри исследуемого счетчика, изготовленного из

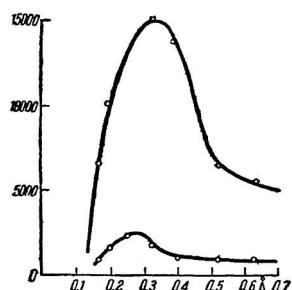


Рис. 106.

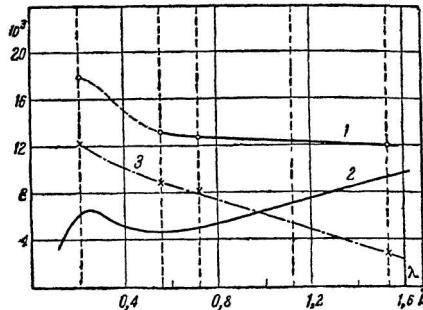


Рис. 107.

бакелита. Внутренняя поверхность цилиндрической бакелитовой трубы покрывалась тонким проводящим слоем. Эта смесь состояла из 97% графита и 3% кремния.

Для построения теоретической кривой 2 необходимо знать полное число электронов, возникающих в счетчике при поглощении рентгеновского излучения некоторой определенной энергии.

Для того чтобы сравнить полученный результат с тем, чего можно ожидать теоретически, Вильгельм определяет количество фото- и Комптон-электронов, возникающих при поглощении одного рентгена при разных длинах волн. Результат его расчетов приведен в табл. 9.

Здесь τ означает коэффициент фотоэлектрического поглощения, σ — полный коэффициент рассеяния, σ_a — коэффициент Комптон-электрического поглощения, σ_s — коэффициент рассеяния излучения; ρ — плотность и, наконец, μ — суммарный коэффициент ослабления.

При получении данных таблицы для σ и σ_a использовались теоретические значения, полученные Комptonом [50]. Для $\lambda < 0.5 \text{ \AA}$, τ определено для данных Ольсена [51] и кубической зависимости τ от длины волны и атомного номера среды.

Таблица 9.

Число и энергия электронов при общем поглощении в 1 г (0.11 эрга) в воздухе

λ в \AA	$\frac{\mu}{\rho}$	$\frac{\sigma \alpha}{\rho}$	$\frac{\sigma_s}{\rho}$	$\frac{\mu}{\rho}$	Распределение энергии			Число электронов			Энергия одного электрона		
					фотоэлек- трон E_p (в эргах)	Комптон- электрон E_R (в эргах)	фото- элекстр. $N_p \cdot 10^6$	Комптон- электр. $N_R \cdot 10^6$	Всего	фотоэлек- трон E_p' (в эргах)	Комптон- электр. E_R' (в эргах)	фотоэлек- трон E_p' (в эргах)	Комптон- электр. E_R' (в эргах)
0.1	0.005	0.022	0.113	0.135	0.140	0.0204	0.0896	0.104	2.81	2.91	4.97	3.49	
0.15	0.012	0.020	0.132	0.152	0.164	0.0419	0.068	0.320	4.06	4.38	13.05	1.68	
0.2	0.02	0.016	0.145	0.161	0.181	0.0625	0.0475	0.635	4.89	5.52	9.8	0.973	
0.25	0.037	0.014	0.154	0.168	0.205	0.08	0.03	1.02	4.64	5.66	7.84	0.647	
0.3	0.058	0.011	0.162	0.173	0.231	0.0924	0.0176	1.41	4.2	5.61	6.53	0.419	
0.4	0.145	0.009	0.171	0.180	0.325	0.1035	0.0065	2.11	2.61	4.72	4.9	0.249	
0.5	0.3	0.008	0.175	0.183	0.48	0.1072	0.0028	2.72	1.66	4.38	3.94	0.169	
0.6	0.56	0.0069	0.179	0.186	0.75	0.1086	0.00143	3.31	4.09	4.40	3.28	0.131	
0.7	1.01	0.006	0.182	0.188	1.2	0.1094	0.0006	3.90	0.725	4.625	2.80	0.083	
0.8	1.41	0.0046	0.186	0.191	1.6	0.1096	0.0004	4.47	0.607	5.08	2.46	0.0725	
0.9	1.91	0.0042	0.189	0.193	2.1	0.1098	0.0002	5.04	0.51	5.55	2.18	0.051	
1.0	2.4	0.004	0.192	0.196	2.6	0.1099	0.0001	5.6	0.46	6.06	1.96	0.0385	
1.5	8.5	0.003	0.197	0.2	8.7	0.10996	0.00001	8.4	0.2	8.6	1.3	0.0022	
2.0	20.8	0.0023	0.198	0.2	21.0	0.10996	0.00001	11.2	0.42	11.3	0.98	0.0014	

На рис. 108, по данным табл. 9, построена зависимость числа фотон-Комптон-электронов ($N_P N_E$) от длины волны излучения. Кривая N_G дает суммарное число электронов.

Если бы счетчик регистрировал только те электроны, которые образовались в воздухе, число импульсов должно было бы совпадать с вычисленным теоретически. В действительности же, как видно из рис. 107, число импульсов значительно больше ожидаемого. В области больших длин волн число импульсов должно было бы уменьшаться с уменьшением длины волны. Однако наблюденная кривая обнаруживает постоянство, или даже некоторое увеличение числа импульсов с уменьшением λ .

Если бы счетчик регистрировал только те электроны, которые образовались в воздухе, число импульсов должно было бы совпадать с вычисленным теоретически. В действительности же, как видно из рис. 107, число импульсов значительно больше ожидаемого. В области больших длин волн число импульсов должно было бы уменьшаться с уменьшением длины волны. Однако наблюденная кривая обнаруживает постоянство, или даже некоторое увеличение числа импульсов с уменьшением λ .

Таким образом, только в области малых длин волн ход

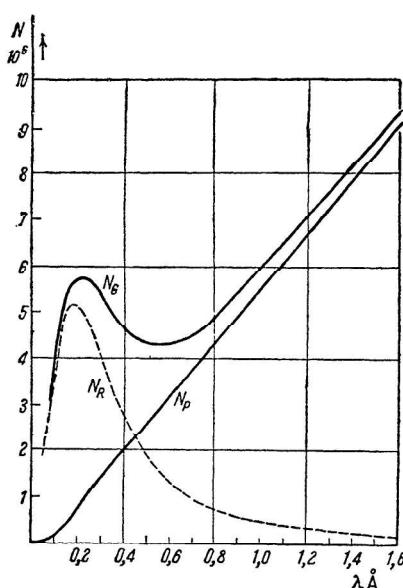


Рис. 108.

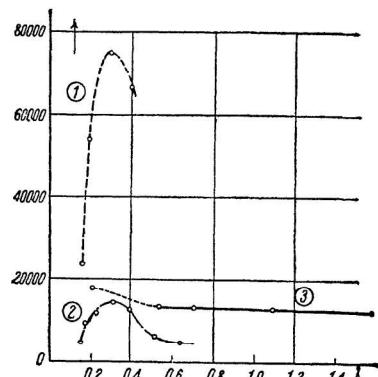


Рис. 109.

экспериментальной кривой ($\lambda = 0.6\text{--}0.2$ Å) качественно соответствует ожидаемому теоретически. Отсюда следует, что значительное число импульсов счетчика обусловлено электронами, возникающими не в воздухе, а в его стенах. Число этих электронов может быть определено как разность между экспериментальной и теоретической кривыми. Эта разность на рис. 107 нанесена пунктирной кривой 3. Интересно отметить также, что число электронов, испускаемых металлической нитью счетчика, по данным Вильгельма, чрезвычайно велико. Согласно Вильгельму квадратный миллиметр поверхности нити испускает примерно в 11 раз больше электронов, чем такая же площадь стенки счетчика. Естественно, что счетчик из материала, эквивалентного воздуху, обладает значительно меньшей зависимостью чувствительности от длины волны, чем металлический. На рис. 109 приведено сопоставление данных Хуперстберга и Вильгельма. Кривая 1 относится к же-

лезному, а кривая 2 — к алюминиевому счетчику Хуперстберга. Кривая 3 соответствует данным Вильгельма. По оси ординат отложено отношение числа импульсов к ионизационному току, соответствующему данной энергии излучения.

Причина расхождения показаний счетчика, сделанного из материала, эквивалентного воздуху, с показаниями такой же ионизационной камеры, повидимому, имеет принципиальный характер. Дело в том, что в ионизационной камере измеряется не число первичных электронов, а полная ионизация, созданная ими. Поэтому те случаи, в которых какой-либо электрон, образованный в газе, уйдет в стенку камеры, не отдав всей своей энергии, компенсируются случаями, при которых электрон, возникший в стенке камеры, в свою очередь выходит в газ. Когда стенка ионизационной камеры состоит из материала, эквивалентного воздуху, оба эти процесса компенсируют друг друга. Однако в счетчике такой компенсации не происходит, так как он учитывает число первичных электронов независимо от их ионизации.¹

В опытах Вильгельма измерения ионизационного тока производились с помощью того же счетчика, который исследовался. Для этого напряжение на счетчике снижалось, и он превращался в обычную ионизационную камеру.

Из сказанного видно, что при измерении интенсивности рентгеновских лучей с помощью счетчика всегда нужно учитывать зависимость числа импульсов от длины волны излучения. Конечно, в этом нет необходимости, если производятся измерения относительной интенсивности излучения с одинаковым спектром. В последнем случае особенно выгодно использовать поглощение рентгеновских лучей каким-либо тяжелым газом, например, аргоном или криптоном. Легко заметить, что в этом случае гораздо выгоднее пропускать пучок параллельно оси счетчика. Действительно, при таком направлении пучка вся длина счетчика будет действующей длиной. Поэтому хотя коэффициент поглощения τ будет для газа значительно меньше (за счет малой плотности газа по сравнению с металлом), но электронный выход

¹ Показания ионизационной камеры со стенками, сделанными из материала, эквивалентного воздуху, совпадают с тем, что наблюдалось бы, если бы ионизация производилась при отсутствии стенок — в воздухе. Величину ионизационного эффекта в функции длины волны отсюда легко определить. Показания счетчика в тех же условиях пропорциональны числу ионизующих частиц — N . Это число частиц получится, если ионизационный эффект I разделить на среднюю ионизующую способность — i и среднюю длину пробега электронов l (в газе камеры или счетчика): $N = \frac{I}{li}$.

Для мягких лучей i и l существенно зависят от длины волны, отсюда и получается то расхождение между свойствами камеры и счетчика как измерительных приборов, о котором идет речь в тексте. (При больших энергиях фотона i и l можно считать постоянными, независящими от длины волны.) (Прим. ред.)

все же может быть большим. На рис. 110 и 111 приведены зависимости эффективной толщины слоя в микронах для алюминия и железа от длины волны рентгеновского излучения. (Эффективным слоем Хуперстберг называет такой слой, который не задерживает создающиеся в нем электроны). Следовательно, в нашем обозначении $d_{\text{эфф}}$ соответствует величине R . Условие равенства выходов для счетчиков, один из которых использует поглощение в газе, а другой в металлической стенке катода, будет:

$$k \mu_{\text{металла}} d_{\text{эфф}} = \mu_{\text{газ}} l.$$

Следовательно, более целесообразно использовать поглощение рентгеновских лучей в газе, если

$$l > k \frac{\mu_{\text{металла}}}{\mu_{\text{газ}}} d_{\text{эфф}},$$

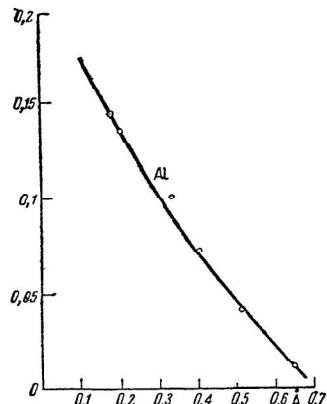


Рис. 110.

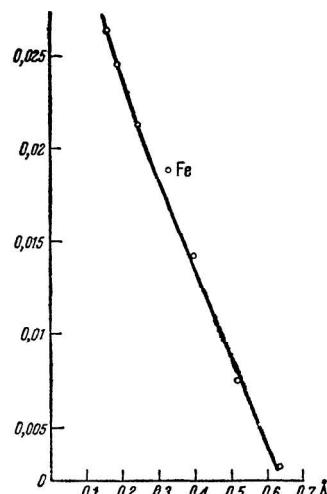


Рис. 111.

где l длина счетчика. Легко видеть, что в случае тяжелых газов это условие всегда легко осуществимо.

Счетчики для ультрафиолетового и видимого света

Счетчики Гейгер-Мюллера находят себе широкое применение также в области ультрафиолетового и даже видимого света. Впервые явление счета отдельных фотоэлектронов, вырванных светом, было подмечено Эльстером и Гайтелеем еще в 1911 г. Значительно позже Раевский [22] использовал для этой же цели счетчик Гейгер-Мюллера, очувствив его внутреннюю поверхность к свету. Счетчики подобного типа в настоящее время все чаще используются в биологии, атмосферной оптике, спектроскопии и в других областях. В настоящее время счетчик света является наиболее чувствительным объективным прибором для

измерения малых интенсивностей видимой и ультрафиолетовой радиации. С его помощью можно, например, измерять интенсивности радиации, соответствующие нескольким квантам в секунду.

Для того чтобы ощутить счетчик к видимому свету, некоторые авторы пытались покрывать внутреннюю поверхность катода фотоэлектрически активными металлами. Христофф [52], например, подробно исследовал счетчики, покрытые внутри кальцием или кадмием. При этом, в согласии с результатами Вернера, он нашел, что в подобном счетчике число темновых разрядов очень велико. Режим его работы также очень непостоянен. Так, например, в одном из наилучших счетчиков, длина которого была 4 см и диаметр 1.5 см, число разрядов без освещения доходило до 450 в минуту. Катод этого счетчика был сделан из никеля и покрыт калием. Такое большое число темновых разрядов может объясняться следующими тремя причинами: 1) собственной радиоактивностью катода, 2) термоионной эмиссией электронов, 3) большой вероятностью появления самопроизвольных разрядов.

Мюлькоф [53] показал, что собственная радиоактивность в случае калия действительно может играть заметную роль. Повидимому, то же самое относится и к термоионной эмиссии этих металлов.¹

Упомянутые выше исследования Христоффа также показали, что и «самовозбуждение» в очень большой степени усиливается при употреблении счетчиков с катодами из щелочного металла. Так, например, даже в специально сконструированном счетчике, в котором чувствительная поверхность (калиевая) была очень мала, наблюдался упомянутый ранее «разгон» счетчика. Иногда это явление наступало после интенсивного облучения, иногда при повышении напряжения, а часто даже без всякой видимой причины. На рис. 112 приведены кривые зависимости числа темновых разрядов от времени. Кривая I дает нарастание после увеличения напряжения, кривая II — после облучения счетчика. Поэтому, несмотря на то, что чувствительность счетчика с калиевым или кальциевым катодом много больше чувствительности обычных алюминиевых или медных счетчиков, они не нашли сколько-нибудь широкого применения. В том случае, если счетчик не чувствуется специально к длинноволновому излучению, а применяется, например, для измерения интенсивности ультрафиолетового излучения, иногда выгодно увеличить площадь катода. Это может быть достигнуто несколькими способами. Кроме обычных цилиндрических счетчиков с отверстиями в катоде, применяются, например, счетчики с плоским катодом (рис. 113), разработанные Родионовым [54] и Шательниковым. Они удобны именно в силу большой поверхности катода (обозначен

¹ Смотри, например, работу Вернера [10].

буквой *A*, буква *B* обозначает анод, сделанный в виде проволочной петельки). Однако геометрия разрядного промежутка в них несколько ухудшена. Повидимому, с этим отчасти связано

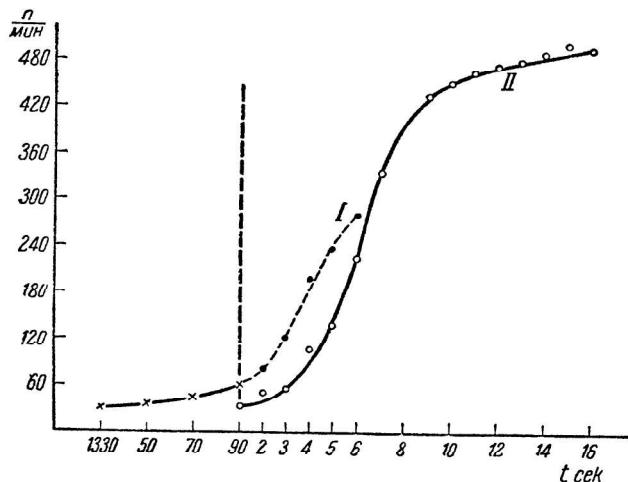


Рис. 112.

то, что в подобных счетчиках отсутствует область насыщения.

Для избежания этого Барт [55], например, применял цилиндрический счетчик с разрезным катодом. Сечение подобного счетчика представлено на рис. 114. Здесь 1 — стеклянный баллон, 2 и 3 — катод и анод счетчика. Наконец, возможно применение катода примерно того же типа, что и описанный для β -частиц. В отличие от последнего та часть катода, на которую натягивается фольга, в счетчиках света остается открытой.

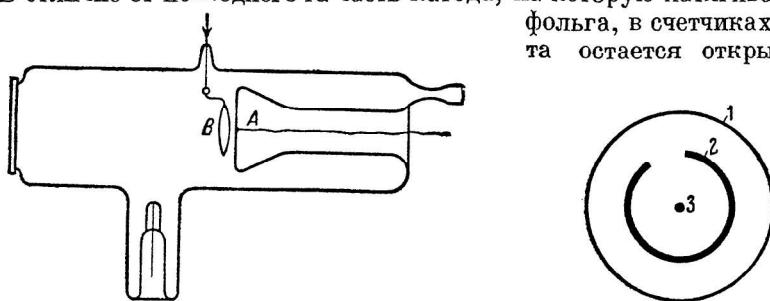


Рис. 113.

Рис. 114.

Схематически поперечное сечение такого счетчика представлено на рис. 115. Здесь 1 — кварцевый баллон, 3 — анод счетчика, а 2 — металлический слой, нанесенный на кварц и служащий катодом.

Прежде, чем перейти к обсуждению различных фотоэлектрических свойств счетчиков света, необходимо кратко указать на различные счетчики с разной формой электродов. Мы уже видели, что в цилиндрическом счетчике практически почти весь объем является рабочим, действующим объемом. Это свойство цилиндрического счетчика очень существенно. Действительно, оно эквивалентно тому, что электрон всегда способен вызвать разряд, независимо от того, в каком месте он появился. Иначе будет обстоять дело в случае электродов, подобных указанным на рис. 113. Вообще, если поле будет определяться двумя переменными, то в зависимости от места появления электрона путь, проходимый им к аноду, и следовательно, суммарная ионизация будут различны. Это может привести к тому, что не вся поверхность катода будет действующей. Поэтому чувствительность такого счетчика может зависеть от места попадания излучения [54].

Важнейшей характеристикой счетчика света является его эффективность или величина «выхода» разрядов. «Выходом» W мы, как и прежде, будем называть отношение числа разрядов счетчика n к числу фотонов, падающих на поверхность катода в единицу времени.

Как будет показано дальше, выход сильно зависит от длины волны исследуемого излучения. Эта зависимость в счетчиках света обусловлена двумя факторами. Первый из них связан с тем, что выход электронов будет зависеть от чувствительности катода к разным длинам волн. Второй фактор также зависит от длины волны, но является наиболее специфическим именно для счетчиков света.¹ Он связан с тем, что не каждый электрон, вырванный излучением из катода, сможет вызвать разряд в счетчике. Разряд вызовут лишь те электроны, которые достигнут центрального электрода и пройдут область большого градиента. Однако, как показал Христофф [56], далеко не все электроны, вырванные светом из катода, пойдут по силовым линиям поля. Дело в том, что градиент потенциала у стенки катода очень мал. Поэтому на длину свободного пути электрона при тех давлениях, которые обычно применяются в счетчиках света (от 10 до 50 мм Hg), придется ничтожная разность потенциалов. Поле вблизи катода меняется с расстоянием логарифмически, т. е. очень медленно. Поэтому, до того, как электрон получит энергию, достаточную для ионизации, он будет испытывать лишь упругие соударения. Следовательно, вблизи катода движение электрона будет в основном определяться диффузией. Очевидно, что только небольшая часть фотоэлектронов, вышедших из катода, может вызвать

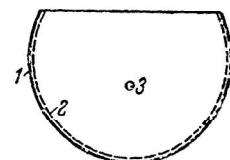


Рис. 115.

¹ Возможно, что этот фактор играет некоторую роль и для счетчиков космических и рентгеновских лучей, обуславливая меньшую, чем 100%, эффективность этих счетчиков.

разряд в счетчике. Производя численный подсчет для счетчика с катодом диаметром в 1 см и анодом в 0.01 см, наполненного азотом при давлении 30 мм Hg, Христофф находит, что вблизи катода на длину свободного пути (10^{-3} см) придется 0.19 вольта. (Рабочий потенциал счетчика 1000 вольт). Принимая, что для ионизации молекулы азота необходимо 15.8 вольта, получим, что, прежде чем электрон получит необходимую энергию, он на протяжении примерно 80 длин свободного пути будет претерпевать упругие соударения. Теория диффузии показывает, однако, что в этих условиях, даже при начальной скорости в 0.5 вольт, не больше 10% образованных у катода электронов смогут выйти к аноду.

Таким образом, весьма важное отличие счетчика света от прочих типов счетчиков обусловлено тем, что здесь мы имеем

дело с электронами, практически не имеющими начальной скорости.

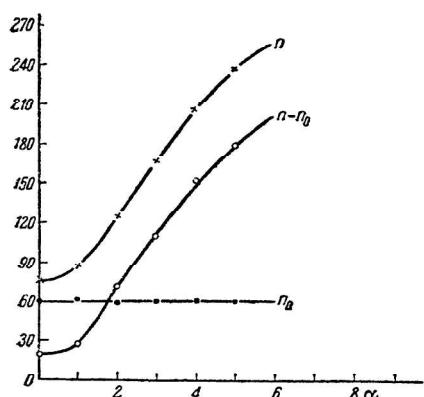


Рис. 116.

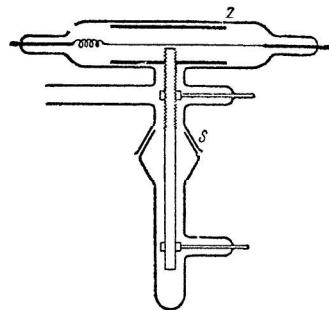


Рис. 117.

Экспериментальное подтверждение существенной роли этого эффекта в счетчиках света было получено Христоффом [56]. Как показывает теория диффузии, процент электронов, достигающих анода, и, следовательно, способных вызвать разряд, сильно зависит от величины приложенного электрического поля.

Поместив катод, освещаемый ультрафиолетовым светом, на штифт и вдвигая этот штифт внутрь счетчика, Христофф мог менять силу поля непосредственно у поверхности, испускавшей электроны. (Как уже было выше указано, введение небольшого штифта внутрь счетчика через отверстие в катоде не нарушает его нормальной работы.) При максимально возможном вдвижении штифта сила поля у его поверхности приблизительно в 2 раза превосходила нормальную (когда поверхность штифта находится вровень с катодом).

На рис. 116 представлены результаты этого опыта. По оси ординат отложено число импульсов в единицу времени. n — при облучении; n_0 — темновой фон. По оси абсцисс отложен

число поворотов шлифа — α , пропорциональное приближению светочувствительной поверхности к аноду, т. е. некоторая функция силы поля. В установке Христофа один поворот шлифа соответствовал вертикальному перемещению катода на 0.7 мм (см. рис. 117). На следующем рисунке (118) представлена зависимость числа импульсов, вызванных разными длинами волн от α , т. е. от силы поля у поверхности катода. Из приведенных кривых видно, что при постоянной интенсивности облучения, число импульсов счетчика, т. е. выход W , очень сильно зависит от силы поля у поверхности катода. При этом для разных длин волн эта зависимость различна. Меньше всего сказывается поле при коротковолновом излучении, т. е. при больших начальных скоростях фотоэлектронов. Таким образом, результаты опытов Христофа целиком подтверждают те соображения о возможном возвращении электронов на катод счетчика, которые были высказаны раньше.

При рассмотрении закономерностей, обусловливающих чувствительность счетчиков света, необходимо иметь в виду, что число вышедших из катода фотоэлектронов будет различно при разных давлениях, кроме того, оно зависит от природы газа, наполняющего счетчик. Поэтому фотоэлектрическая

чувствительность не всегда может считаться совпадающей с чувствительностью металла катода. Как следует из работ Вебера [49] и Хаберланда и Вальхера [24], при оценке фотоэлектрического выхода в счетчике надо учест слой газа, адсорбированный поверхностью катода. Поэтому применение счетчиков света для абсолютных измерений возможно лишь при учете абсолютной величины выхода для каждой данной длины волны в отдельности. Точно так же это необходимо и в том случае, если производится сравнение интенсивности различных участков спектра. Обычно определение W производится путем сравнения числа разрядов, даваемых счетчиком в единицу времени, с током болометра или градуированного термостолбика. При помощи последних интенсивность света для данной длины волны измеряется в абсолютных единицах и затем пересчитывается на число фотонов.

Конечно, та интенсивность излучения, которая измеряется термостолбиком или болометром, непосредственно не может быть измерена счетчиком. Для того чтобы произвести такое сопоставление, интенсивность света должна быть уменьшена в 10^5 —

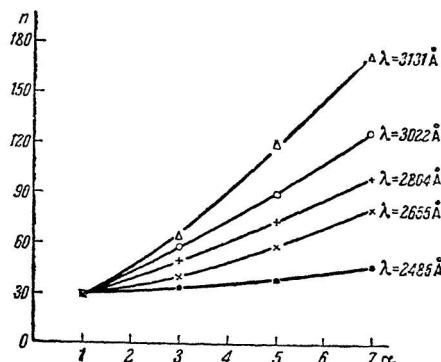


Рис. 118.

10^7 раз. Обычно это достигается с помощью различного рода фильтров. Для этой цели применяются тонкие металлические сетки, пленки органических веществ или растворы, поглощение света которыми заранее точно известно. Это ослабленное излучение и измеряется счетчиком. Зная интенсивность (число фотонов) неослабленного излучения I , коэффициент ослабления фильтра K и число разрядов счетчика n , соответствующее интенсивности $K \cdot I$, падающей на катод, можно вычислить W .

В табл. 10, заимствованной из работы Родионова, приведены величины максимального выхода разрядов в счетчике с катодами из различных металлов.

Таблица 10

Металл катода	Длина волн в \AA	Выход $(\frac{\text{число разрядов}}{\text{число фотонов}})$	Автор
Al	2537	10^{-4}	Родионов
Cd	2500	10^{-6}	Гауссер и Крейхен
Al	2537	10^{-4}	Крейхен и Батеман

Определенный таким способом выход учитывает оба указанных выше фактора. Как указывает ряд авторов, в счетчиках света различной конструкции и даже в одинаковых счетчиках абсолютная величина выхода может очень сильно колебаться.

Минимальная интенсивность излучения, которая может быть измерена счетчиком света, определяется произведением выхода на некоторое минимально допустимое превышение числа разрядов над темновым фоном. Считая это число равным 5 в минуту (т. е. 50% от темнового фона, обычного для счетчика света), получим минимальную интенсивность излучения, которая может быть обнаружена счетчиком света.

Счетчики других типов

До сих пор мы описывали различные виды счетчиков Гейгер-Мюллера и особенности их применения.

Все сказанное нами относится к обычным счетчикам с коронирующим разрядом вокруг положительного электрода. Существует, однако, еще целый ряд других приборов, позволяющих считать отдельные заряженные частицы. Сюда прежде всего относятся все счетчики с отрицательной полярностью центрального электрода. Так как их чувствительность значительно меньше чувствительности счетчиков, описанных выше, то они приме-

няются крайне редко. Однако в том, например, случае, когда необходимо исследовать какое-то излучение, сосредоточенное в очень узком телесном угле, или когда вместе с β -частицами внутри счетчика появляются частицы типа α -частиц, может оказаться выгодным применение именно такого счетчика. Основное его отличие от счетчика с положительной полярностью состоит в том, что он регистрирует только те частицы, которые создают ионизацию в непосредственной близости от центрального электрода. Это объясняется тем, что для возникновения разряда необходимо, чтобы электрон, двигающийся вдоль линий поля, прошел область большого градиента. Если же частица производит ионизацию где-то вдали от коронирующего электрода, то может случиться, что ни один вторичный электрон не попадет внутрь цилиндрического слоя, расположенного вблизи от нити, где поле достаточно велико. Так как вторичные электроны будут двигаться вдоль поля от нити к цилиндуру, то они уйдут из разрядного пространства, не вызвав разряда. Положительные же ионы, двигающиеся к аноду, не смогут вызвать разряда. Таким образом, грубо говоря, счетчик с отрицательной нитью эквивалентен обычному счетчику с очень малым радиусом цилиндра. Это и обуславливает его ничтожную чувствительность к слабо ионизирующему излучению.

К счетчикам подобного типа относится и так называемый искровой счетчик Грейнахера [57]. Его устройство видно из рис. 119. Здесь I — телефон, W и W' — сопротивления, C — конденсатор, P — металлическая пластинка и D — нить. В зависимости от формы и относительного расположения электродов он также может применяться для решения различных задач. Отличие его от счетчика Гейгер-Мюллера состоит в том, что за счет подбора параметров разрядного промежутка появление ионизующей частицы между электродами счетчика приводит к возникновению искры. Это дает возможность производить счет частиц непосредственно с помощью телефона, включенного в цепь счетчика, без всякого усиления. Грейнахер показал, что его счетчик может быть использован для счета как сильно ионизующих частиц, так и отдельных электронов.

Этим же автором разработан так называемый гидравлический способ или гидравлический счетчик отдельных заряженных частиц. В его устройстве тонкая струя жидкости, например воды, служит катодом. В качестве анода употребляется металлический штифт, соединенный с положительным источником высокого напряжения через высокомоментное сопротивление. Возникновение разряда между острием и струей жидкости отмечается небольшим

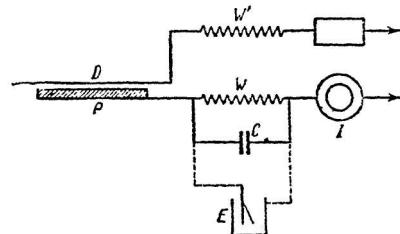


Рис. 119.

броском струи к штифту. Заставляя струю падать на какую-либо мембрану, можно по изменению звука, при отклонении струи, сосчитать число импульсов. Подобное устройство может быть модифицировано большим числом способов. В качестве одного из преимуществ своего метода автор указывает на возможность исследования фотоэффекта в жидкости.

Существует еще несколько различных разновидностей счетных устройств, но мы не будем на них останавливаться, так как они практически не применяются.

Счетчики, наполненные парами

Несколько более подробно следует остановиться на счетчиках, наполненных парами. Счетчики такого типа были разработаны Тростом [18]. Внешний вид и конструкция счетчика Троста совершенно аналогичны обычным счетчикам Гейгер-Мюллера. Но наполняется он не просто газом, а смесью воздуха или аргона с каким-либо паром. В качестве последних Трост испытывал пары воды, различные спирты, различные эфиры (CH_3COOH , CH_3COOC_2), кетоны [$(\text{CH}_3)_2\text{CO}$, CH_3CN , CH_3COCl , $\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$], альдегиды CH_3CHO и многие другие. Парциальное давление этих паров в его опытах обычно колебалось в пределах от нескольких миллиметров до 10 мм Hg при давлении аргона порядка 90 мм Hg.

Введение внутрь счетчика паров весьма существенно меняет весь режим его работы. Наличие молекул пара приводит к тому, что при возникновении разряда образуется большой положительный пространственный заряд. Вследствие малой подвижности молекул пара заряд этот накапливается возле нити. Это приводит к изменению распределения градиента потенциала и тем самым к прекращению разряда. Полное время этого процесса в различных счетчиках колеблется от 10^{-4} до 10^{-5} сек.

Из сказанного ясно, что в счетчиках Троста разряд носит полусамостоятельный характер. Поэтому правильнее всего отнести этот тип разряда к неустойчивым разрядам.

Это подтверждается тем обстоятельством, что в счетчиках Троста сила тока каждого импульса не зависит от первоначальной ионизации. В этом смысле он идентичен счетчику Гейгер-Мюллера. Схема его включения также аналогична обычной, однако потенциал, до которого заряжается емкость, включенная параллельно сопротивлению, обратно пропорционален величине этой емкости. Кроме того, для прекращения разряда нет необходимости включать в цепь счетчика высокое сопротивление. Вспыхнувший разряд прекращается даже без всякого сопротивления в этой цепи. Величина каждого отдельного импульса в счетчиках Троста зависит от емкости системы. Это обусловлено тем, что каждым отдельным импульсом переносится строго определенное количество электричества, после чего разряд прекра-

щается. Естественно, что чем длиннее сам счетчик, тем больше будет величина импульса. Это подтверждается рис. 120, на котором по оси абсцисс отложена длина счетчика в мм, а по оси ординат — сила импульса при различных перенапряжениях, величина которых указывается у кривых. На рис. 121 представлена зависимость относительной величины импульса от величины сопротивления в цепи счетчика. Из этого рисунка очевидно, что в противоположность обычным счетчикам сила импульса, т. е. величина импульса в вольтах, при постоянном перенапряжении, пропорциональна величине сопротивления. Этого и следует ожидать, если учесть характер разряда. Цифры, стоящие внизу под кривыми, показывают диаметр катода и нити счетчиков.

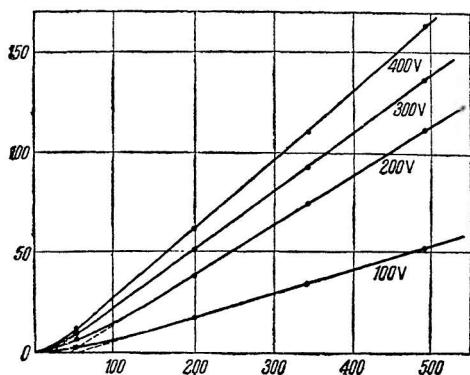


Рис. 120.

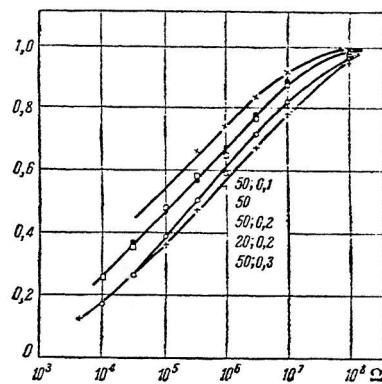


Рис. 121.

Можно сказать, что работа счетчика Троста как бы эквивалентна работе обычного счетчика, когда наложенное на него напряжение не превышает V_{min} . Различие заключается в том, что за счет наличия паров величина области нестабильного разряда очень сильно возрастает. На рис. 122 приведена счетная характеристика одного из счетчиков Троста, наполненного аргоном с примесью паров эфира. Верхняя кривая дает число импульсов облученного счетчика. Кривая с черными кружками — разность между верхней кривой и фоном. Нижняя — фон. Как видно из этого рисунка, счетчик обладает хорошей областью счета. Это, впрочем, очевидно и из ранее приведенных данных (рис. 87, 88).

Зависимость области счета, точнее, области насыщения, от процентного содержания паров для случая смеси аргон — пары спирта иллюстрируется рис. 123. На этом рисунке по оси абсцисс отложено давление аргона, по оси ординат — величина области насыщения в вольтах. Данные относятся к счетчику с диаметром катода 50 мм и диаметром нити 0.2 мм. Цифры у кривых указывают давление в мм Hg паров спирта.

Из приведенных данных видно, что максимальная область насыщения получается при давлении аргона в 100 мм Hg и 10 мм Hg паров спирта.

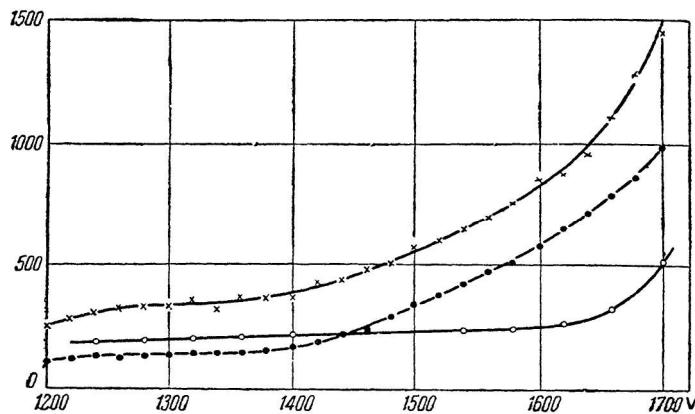


Рис. 122.

Потенциал зажигания, т. е. начальный потенциал работы счетчиков с парами может быть определен с помощью соображений, аналогичных соображениям, приведенным для обычных счетчиков. Различие будет заключаться в том, что для возникно-

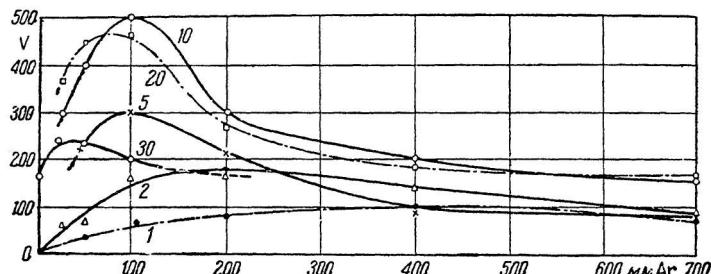


Рис. 123.

вения разряда важно не наличие некоторого потенциала U , на некотором расстоянии r от нити, а наличие некоторого минимального градиента потенциала E_{\min} .

Это различие обусловлено тем, что электрон, двигаясь сквозь газ, содержащий пары, будет испытывать неупругие соударения и терять энергию на возбуждение колебаний молекул пара. Учитывая эту разницу, Трост получает:

$$E_{\min} = p \varepsilon_{\min} = \frac{V_z}{\left(r_i + \frac{n k}{p} \right) \ln \frac{r_a}{r_i}}$$

или

$$V_z = (pr_i + nk) \ln \frac{r_a}{r_i} \varepsilon_{\min}. \quad (50)$$

На рис. 124 представлены кривые зависимости потенциалов зажигания, отложенных по оси абсцисс, от давления аргона. Цифры у кривых показывают процентное отношение давления паров спирта к давлению аргона.

В табл. 11 приведены значения ε_{\min} ($\frac{\text{вольт/см}}{\text{мм Hg}}$) и kn для различного процентного содержания паров спирта в аргоне.

При использовании счетчиков Троста необходимо иметь в виду, что, для постоянства работы, в них не должны находиться вещества, способные сами выделять какие-либо пары. Так, например, введение эbonитовых или резиновых пробок, равно как и использование некоторых сортов стекла (щелочного), приводят к непостоянству чувствительности, изменению потенциалов работы и т. п. Можно предполагать, что дальнейшее изучение счетчиков Троста приведет к более широкому их использованию.

Таблица 11

	2.5	5	10	20
$\varepsilon_{\min} \frac{\text{вольт/см}}{\text{мм Hg}}$	4.27	62.6	95.4	164
$kn (\text{см.} \times \text{мм Hg})$	3.85	2.55	1.32	0.74

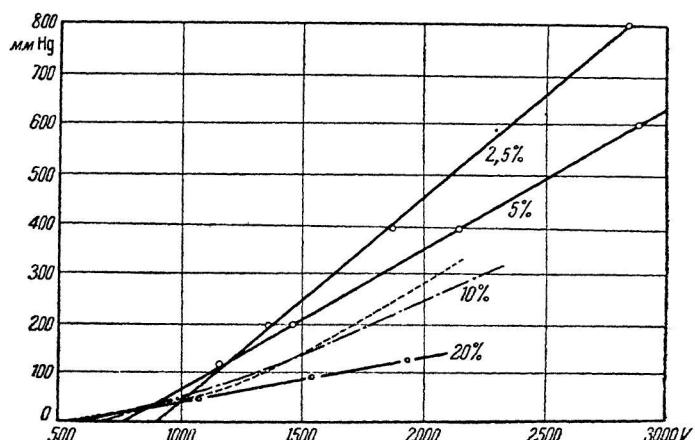


Рис. 124.

СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ СЧЕТЧИКОВ

До сих пор мы рассматривали закономерности работы различных счетчиков, не указывая устройств, с помощью которых производится регистрация разрядов. Сейчас мы опишем наиболее

употребительные способы включения счетчиков и различные схемы регистрации импульсов.

Самая простая схема для измерения интенсивности какого-либо ионизующего излучения приведена на рис. 125. Здесь A — счетчик, справа на схеме — источник тока высокого напряжения, R — высокоомное сопротивление порядка 10^8 — 10^9 ом, слева на схеме — какой-либо электрометр.

При такой схеме измерение интенсивностей производится путем визуального наблюдения нити электрометра. Каждый разряд приводит к резкому отбросу нити. Длительность процесса разряда не превосходит 10^{-2} сек. Поэтому глаз успевает заметить только резкий бросок, после которого нить снова возвращается в исходное положение. Конечно, такой способ измерения можно при-

менять только в случае очень малой интенсивности исследуемого излучения. Общее число разрядов в счетчике должно быть не более 30—35 в минуту, иначе их трудно будет считать. Вследствие этого, хотя электрометр и является обычно составным элементом общеупотребительных схем, наблюдения ведутся не визуально, а с помощью электромагнитного счетчика (нумератора). Последний включается в анодную цепь выходной лампы катодного усилителя. Сетка первой лампы этого усилителя, через емкость, соединяется с нитью счетчика. Полная схема такого типа была приведена на рис. 65.

Включение емкости необходимо в частности для того, чтобы разделить сопротивления и поставить первую лампу схемы в рабочий режим. Сопротивление R_g должно быть порядка 10^6 — 10^7 ом. Величина переходной емкости должна быть尽可能 меньше. Чем больше эта емкость, тем дольше будет длиться разряд. Выше было указано, что увеличение длительности разряда приводит к уменьшению области насыщения. Поэтому при малой величине переходной емкости режим работы счетчика будет лучше. Конечно, уменьшение емкости требует увеличения коэффициента усиления. Практически вполне удовлетворительные результаты получаются при $C = 30$ — 50 см.

Высокоомное сопротивление R может быть сделано различными способами. Большое распространение получили жидкостные сопротивления из смеси ксилола со спиртом. Правда, изготовление их несколько кропотливо, но они обладают хорошим постоянством и устойчивостью. Зависимость величины сопротивления от процентного содержания спирта в ксилоле подробно исследована Кемпбелем [58].

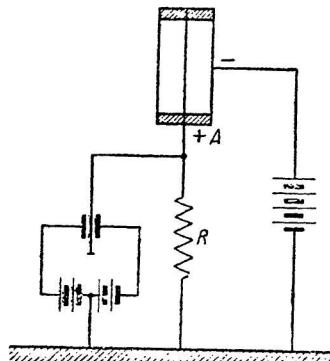


Рис. 125.

Как мы видели выше, назначение высокоомного сопротивления состоит в ограничении тока величиной i_{\min} . Поэтому в качестве сопротивления может быть использована катодная лампа или фотоэлемент, работающие на токе насыщения. Оба эти способа употребляются довольно часто, особенно там, где почему-либо необходимо регулировать сопротивление. Высокое напряжение

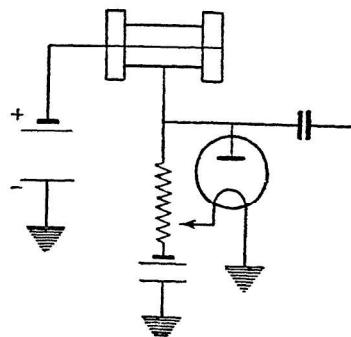


Рис. 126.

употребляются довольно часто, особенно там, где почему-либо необходимо регулировать сопротивление. Высокое напряжение

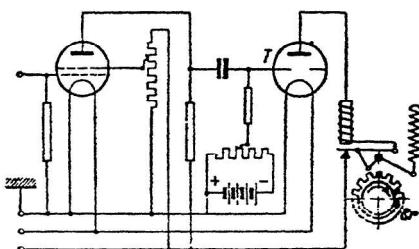


Рис. 127.

напряжение подается в этом случае не на цилиндр, а на нить счетчика. Это удобно потому, что в противном случае придется изолировать от земли источник накала катодной лампы. Подобное сопротивление действует так же, как и обычное. Единственная разница заключается в некотором сокращении времени горения разряда в счетчике. Это объясняется постоянством силы тока, идущего через такое неомическое сопротивление, т. е. тем, что ток не возрастает при увеличении напряжения на электродах лампы. Поэтому напряжение на счетчике падает быстрее, чем в обычной схеме.

На рис. 126 приведена подобная схема. Вообще же для счетчиков могут использоваться самые различные схемы и лампы. При этом существенно только, чтобы сам усилитель не слишком ослаблял разрешающую способность счетчика. Часто на выходе желательно получить очень мощный импульс тока. Для этого иногда пользуются тиаратроном. Недостатком его, однако, является необходимость каким-нибудь образом прекращать уже вспыхнувший разряд.

Мы приведем несколько наиболее употребительных схем, не вдаваясь в подробное обсуждение их достоинств и недостатков. На рис. 127 изображена схема, аналогичная схеме обычного электрического звонка. Здесь T — тиаратрон, C_r — счетчик числа импульсов, соединенный с обычным электромагнитным прерывателем. Принцип действия описываемого устройства очень прост и не нуждается в пояснениях. Несколько иначе осуществляется

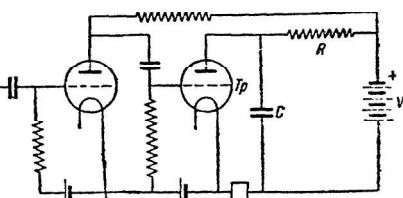


Рис. 128.

прерывание разряда тиатрона в схеме, изображенной на рис. 128. В этом случае мы имеем некоторую разновидность релаксационной схемы. Электрический импульс в счетчике усиливается первой лампой. Затем, попадая на сетку тиатрона, он вызывает зажигание его, закорачивающее емкость C . Потенциал емкости быстро падает. Это приводит к прекращению разряда в тиатроне. Тогда батарея V_A через сопротивление R снова заряжает емкость до потенциала прежней величины, и схема оказывается пригодна к дальнейшей работе. Регистрация импульсов в такой схеме может производиться различными способами и в частности включением реле в анодную цепь тиатрона. Разрешающая сила схемы практически будет определяться величинами R и C . Иногда анод тиатрона прямо включается в цепь, питающую счетчик. В этом случае нить счетчика соединяется с источником высокого напряжения, а цилиндр заземляется.

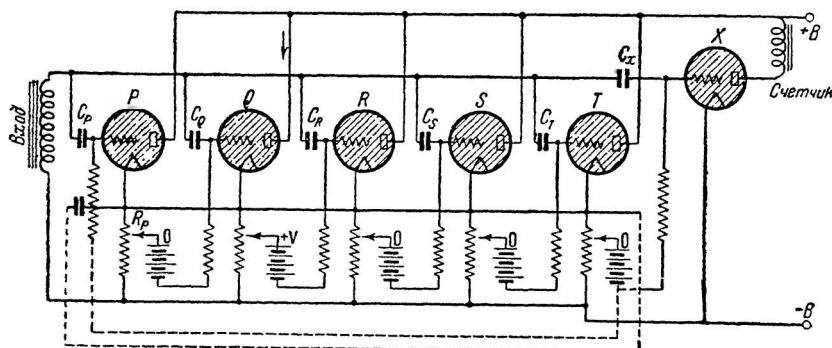


Рис. 129.

При некоторых измерениях бывает необходимо определять такое большое число импульсов, что механический счетчик не успевает их считать. Для того чтобы и в этом случае можно было производить точные измерения, нужно пользоваться специальными схемами. Существует большое число таких схем, построенных на разных принципах. Мы ограничимся описанием лишь двух из них. На рис. 129 приведена тиатронная схема Вин-Вильямса [59]. Механизм ее действия очень прост. Импульс от счетчика Гейгер-Мюллера (после некоторого усиления) попадает на вход схемы рис. 129, попадая одновременно на сетки всех тиатронов. Однако сеточное смещение, задаваемое батареями, должно быть подобрано так, чтобы загорался только один из них, например тиатрон Q . Это достигается увеличением отрицательного напряжения, подаваемого на сетки остальных тиатронов. Величина этого смещения должна быть выбрана так, чтобы зажигание тиатрона Q подготовляло к работе тиатрон R , что легко осуществить, потому что анодный ток

одного тиаратрона изменяет величину сеточного смещения другого. Поэтому после зажигания тиаратрона Q величина сеточного смещения следующего тиаратрона изменится. Следствием этого явится то, что следующий импульс счетчика Гейгер-Мюллера теперь уже сможет отпирать этот тиаратрон. Однако, как только этот импульс произойдет и загорится тиаратрон R , так сейчас же потухнет тиаратрон Q . Это обусловливается тем, что включение каждого тиаратрона заряжает переходные емкости, которые соединяют все катоды. Когда работает тиаратрон R , то подготовлен к работе тиаратрон S . Как только начнет работать S , погаснет R . Таким образом, последовательные импульсы счетчика Гейгер-Мюллера заставляют по очереди включаться тиаратроны Q, R, S, T и т. д. Один из этих тиаратронов (в нашем случае T) связан с тиаратроном X , в анодной цепи которого стоит механический счетчик. Таким образом, этот счетчик из каждого пяти импульсов будет регистрировать только один. Легко заметить, что подобные же рассуждения могут быть применены к произвольно большому числу тиаратронов. В этом случае механический счетчик в цепи n тиаратронов будет считать каждый $n - 1$ импульс.

Вин-Вильямсом были испытаны в работе трех- и четырехтиаратронные схемы подобного рода. Он же разработал другую схему, позволяющую уменьшить число тиаратронов. Принцип ее следующий: представим себе, что один из тиаратронов, например 1 (рис. 130), горит, а другой нет. Если электрический импульс будет подан на сетки обоих тиаратронов сразу, то тиаратрон 2 , прежде не горевший, загорится. Это приведет к тому, что вследствие перезарядки емкости C_3 прежде горевший тиаратрон 1 потухнет. Таким образом, теперь уже будет гореть тиаратрон 2 , а тиаратрон 1 будет выключен. Тиаратроны 1 и 2 как бы поменяются ролями.

Если теперь придет второй импульс, то весь цикл повторится снова, и в конце его горящим окажется опять тиаратрон 1 . Следовательно, каждый из тиаратронов реагирует только на один из двух следующих друг за другом импульсов. Если 2 группы таких попарно соединенных тиаратронов включить так, чтобы на каждую следующую пару приходили импульсы от включения одного из предыдущих тиаратронов, то в выходной цепи одного из тиаратронов второй группы будет считаться каждый четвертый импульс.

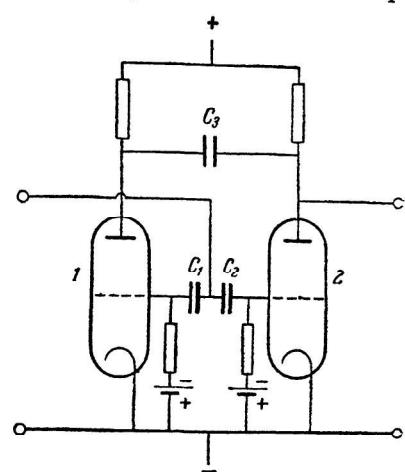


Рис. 130.

Таким образом, в выходной цепи схемы, состоящей из n групп попарно включенных тиратронов, сосчитываться будет в 2^n раз меньше импульсов, нежели приходит на сетку первой группы:

$$N_{\text{регистр}} = \frac{N}{2^n}.$$

Преимущество этой схемы перед описанной выше состоит в уменьшении числа тиратронов, необходимых для получения больших значений отношения: $\frac{N}{N_{\text{регистр}}}.$

Существенным недостатком этих схем является необходимость использования большого числа тиратронов. Поэтому, если необходимо значительно уменьшить отношение числа импульсов в счетчике к числу импульсов, сосчитываемых механическим счетчиком, то удобно использовать схемы другого типа. В частности, для этого можно воспользоваться принципом последовательного

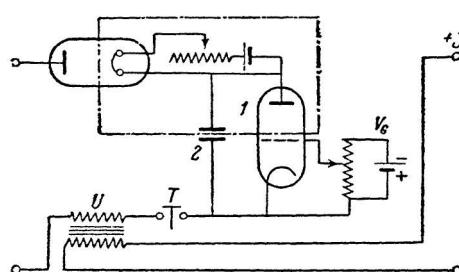


Рис. 131.

накопления зарядов (импульсов). Схемы, использующие этот принцип, были разработаны Тейхманом [60], Алфеном и Олином [61] и другими. Мы ограничимся описанием наиболее простой схемы Тейхмана. Схема Алфена и Олина является, вообще говоря, более совершенной, однако, разбор ее

действия завел бы нас слишком далеко.

Принцип работы устройства Тейхмана легко понять из рис. 131. Здесь 1 — тиратрон, V_G — батарея смещения, T — телефон и 2 — емкость, включенная параллельно аноду и катоду тиратрона, U — трансформатор. Импульсы, вызывающие срабатывание тиратрона, подаются на анод через катодную лампу (кенотрон). По мере зарядки емкости 2 потенциал анода тиратрона возрастает до тех пор, пока, наконец, не станет таким, что (при данном смещении) тиратрон загорится. При этом сработает механический счетчик, приключенный к клеммам $+J$ и $-J$, и одновременно разряжается емкость 2. Разряд в тиратроне потухнет, и схема снова будет готова к дальнейшей работе.

В зависимости от параметров схемы и величины отдельного импульса на механический счетчик может подаваться каждый n -й импульс. При этом важно, конечно, чтобы все импульсы были одинаковой величины. В противном случае по числу считанных механическим счетчиком импульсов нельзя определить действительное число разрядов.

К числу недостатков этой схемы относится необходимость изолировать накал выпрямительной лампы от прочих частей

цепи. При количественных измерениях с помощью подобной схемы она должна быть предварительно проградуирована. Такой схемой удобно пользоваться при очень большом числе импульсов, например 10^3 — 10^4 импульсов в сек. Наконец, можно произвести измерение большого числа импульсов еще проще, путем измерения среднего тока, обусловленного данным числом импульсов. Правда, этот способ не может считаться строгим, так как здесь нужно учесть изменение формы импульса при изменении их числа, изменение разрешающей силы и пр. Поэтому при таких измерениях, так же, как и в предыдущем случае, нужно произвести градуировку. Сами эти измерения могут быть осуществлены либо в цепи какого-нибудь усилителя, либо непосредственно в цепи счетчика, так например, как это изображено на рис. 132. В работе Вексслера и Бибергала [62] с помощью подобной схемы с зеркальным галь-

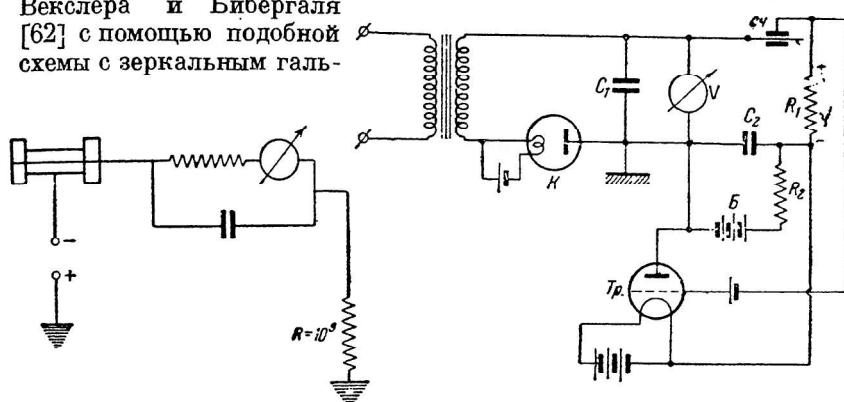


Рис. 132.

ванометром, чувствительностью 10^{-9} А, в качестве измерителя тока, удавалось измерять большое число импульсов.

При решении ряда физических задач требуется иногда получение значительно большей разрешающей способности, чем нормальная разрешающая способность счетчика. Это может быть достигнуто несколькими способами. Прежде всего, можно так составить схему счетчика, что в ней высокое сопротивление будет значительно уменьшено. Одна из первых схем, предложенная для этой цели Векслером, Бибергальем и Ивановым [28], изображена на рис. 133. В этой схеме полное напряжение, питающее счетчик, делится на две составные части: основное и управляющее. Они выбираются так, чтобы их сумма соответствовала рабочему напряжению счетчика, т. е. напряжению насыщения счетной характеристики. Вместе с тем, основное напряжение должно быть меньше начального рабочего напряжения, т. е. $< V_z$. Возникающий в счетчике разряд создает падение напряжения на сопротивлении R_1 . Величина этого сопротивления может быть различной; она зависит от параметров тиратрона. Чем меньшая разность по-

Рис. 133.

тенциалов требуется для того, чтобы зажечь тиаратрон, тем меньше может быть указанное сопротивление. Обычно сопротивление порядка $10^6 \Omega$ бывает вполне достаточно. Механизм работы схемы следующий: разряд в счетчике отпирает тиаратрон, который закорачивает на себя емкость C_2 . Эта емкость заряжена до потенциала батареи B . Как видно из схемы рис. 133, разность потенциалов, приложенная к счетчику, слагается из потенциала основного источника напряжения и напряжения, до которого заряжена емкость C_2 . Однако, как только тиаратрон загорается, он закорачивает эту емкость и тем самым уменьшает общее напряжение, наложенное на счетчик, на величину B . При этом разряд тухнет, разность потенциалов, созданная током разряда на сетке тиаратрона, исчезает, и батарея B снова заряжает емкость C_2 до прежнего значения. Скорость зарядки будет определяться величинами R_2 и C_2 .

Как показано в работе указанных авторов, разрешающая способность такой схемы может быть сделана очень большой, порядка тысяч импульсов в секунду. Величина разрешающей способности будет в этом случае ограничиваться только временем деионизации в счетчике и в тиаратроне. При слишком малых R_2 и C_2 напряжение на аноде тиаратрона будет нарастать быстрее, чем успеет произойти деионизация, и поэтому он будет загораться даже при отсутствии импульса в счетчике. Что касается времени деионизации в счетчике, то простой расчет показывает, что для положительных ионов это время должно быть не больше 10^{-3} сек.

К числу достоинств приведенной схемы относится то, что величина понижения напряжения, вызванного разрядом счетчика, не зависит от дальнейшего течения разряда, т. е. что напряжение снижается больше, чем до V_z . Это очень важное свойство схемы позволяет избежать вредного времени, которое обусловлено тем, что вблизи от V_{min} разряд может продолжать гореть.

Большинство других схем, предложенных для решения этой же задачи, также используют либо снижение общего напряжения, либо включение встречной разности потенциалов. Простая схема такого типа недавно описана Козодаевым и Латышевым [63]. В этой схеме также нет надобности в сопротивлении порядка 10^8 — $10^9 \Omega$.

Другой путь увеличения разрешающей силы счетчика состоит в использовании других форм газового разряда, например, тлеющего. В тлеющем разряде i_{min} вообще значительно больше, чем i_{min} коронного разряда (i_{min} — минимальная плотность тока). Поэтому можно получить практически достаточную область счета, используя меньшие сопротивления. Так, например, в счетчиках света, разработанных Родионовым,¹ R может быть равным 10^7 .

¹ С разрешения автора эти данные заимствованы нами из его работы, подготовляющейся к печати.

Как известно, с обычными счетчиками такие сопротивления практически не применяются.

По этому же пути пошел Трост [18], разработавший уже упомянутые выше счетчики, наполненныеарами. С помощью подобных счетчиков можно получить очень большую разрешающую силу. Счетчики Троста работают при сопротивлениях порядка 10^6 и даже меньше. Как уже указывалось, при некоторых условиях время горения разряда в них не превосходит 10^{-4} — 10^{-5} сек.

Иллюстрацией сказанного может служить рис. 134, на котором воспроизведены осциллограммы разряда при различных сопротивлениях в цепи счетчика. Фотография *a* соответствует $r = 3 \cdot 10^8$, *b* и *c* получены при $r = 10^7$ и 10^6 ом. Нарастание напряжения идет настолько быстро, что на осциллограмме видна только спадающая ветвь кривой, соответствующая разряду емкости системы через сопротивление.

Еще один из способов получения большой разрешающей способности был указан в работе Вексслера, Бибергала и Иванова [28] и разработан Цырлиным [64]. Идея этого способа состоит в том, что счетчик питается не постоянным, а пульсирующим напряжением. При этом обрывание вспыхнувшего разряда происходит просто за счет снижения напряжения источника, питающего счетчик. Наиболее просто это достигается, например, питанием счетчика выпрямленным, пульсирующим напряжением. При этом для того, чтобы счет происходил в одинаковых условиях и полное время в течение каждого отдельного полупериода было возможно больше, — выгодно питать счетчик напряжением такой формы, как указано на рис. 135. Для получения такой формы кривой напряжения можно, например, использовать обычный кенотрон (основываясь на независимости тока от напряжения в области насыщения). Это и было сделано в цитированной работе Цырлина. Можно, наконец, воспользоваться для этого стабилизатором Медикуса. Как показал Цырлин, при питании счетчика пульсирующим напряжением можно получить некоторую область

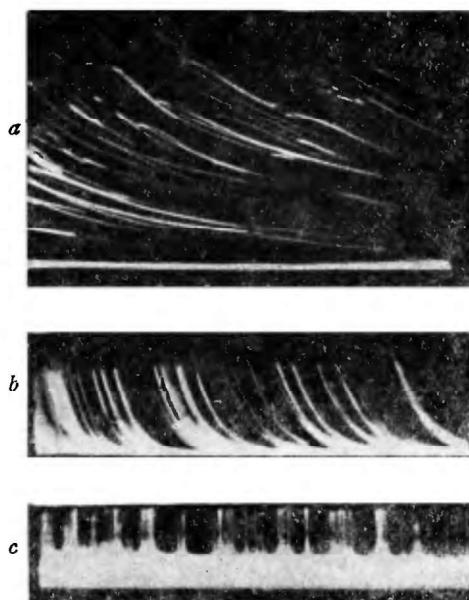


Рис. 134.

насыщения (рис. 136) даже при малых сопротивлениях в цепи счетчика.

Значения t , стоящие над счетными характеристиками, показывают, какая часть периода используется.

Этим можно воспользоваться в тех случаях, когда приходится измерять значительные интенсивности какого-либо ионизующего излучения.

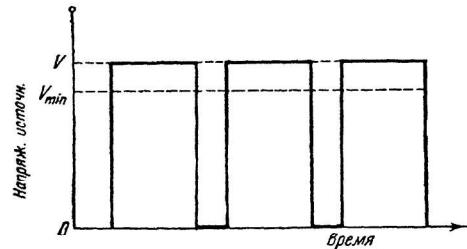


Рис. 135.

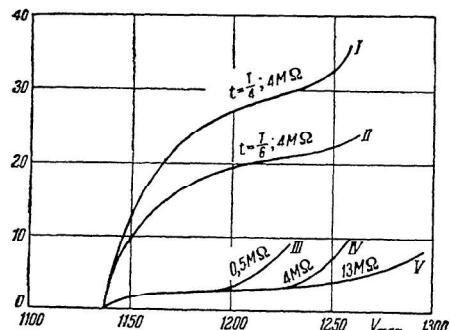


Рис. 136.

схем регистрируются только те ионизирующие частицы, которые проходят через два (или больше) независимых счетчика Гейгер-Мюллера. Таким образом, помещая счетчики на некотором расстоянии и различно ориентируя их друг относительно друга, можно изучать распределение частиц в пространстве. Помещая между счетчиками слои различных материалов, можно изучать поглощение частиц, проходящих через счетчики. Наконец, помещая различные фильтры над счетчиками, или под ними, можно изучать вторичные частицы, возникающие в этих фильтрах. В качестве примера приведем так называемую переходную кривую Росси [37] (рис. 137). На этом рисунке по оси абсцисс отложена толщина свинцового фильтра, помещенного над тремя счетчиками Гейгер-Мюллера, по оси ординат — число импульсов, даваемое схемой. В этих исследованиях счетчики обычно распо-

Схемы совпадений

Для различного рода исследований в области физики атомного ядра и особенно космических лучей широко применяется так называемый метод совпадений. Характерная особенность этого метода состоит в том, что он дает возможность обнаружить прохождение отдельной ионизующей частицы сразу через два или более счетчиков.

В частности, использование подобной методики позволило Колхерстери и Боте [35] установить корpusкулярный характер космических лучей. Как упомянуто выше, суть этого метода заключается в том, что с помощью специальных усилительных

лагаются так, как схематически указано на рис. 138. Все три счетчика включены в схему совпадений, которая дает импульс только в том случае, когда разряд во всех трех счетчиках возникает практически одновременно. Существует ряд схем, позволяющих решить эту задачу.

Так, например, Гуммелем предложен способ, с помощью которого совпадения могут быть зафиксированы обычным электрометром. Это достигается последовательным включением двух счетчиков, совпадения разрядов в которых необходимо обнаружить. Схема включения счетчиков ясна из прилагаемого рисунка (рис. 139). Как видно из рисунка, электрометр E , регистрирующий совпадающие импульсы, присоединяется к нити первого счетчика Z_1 параллельно высокомому сопротивлению R_1 порядка $10^8 - 10^9 \Omega$. Напряжение на цилиндр первого счетчика подается двумя способами.

Если во втором счетчике Z_2 разряда нет, то цилиндр первого

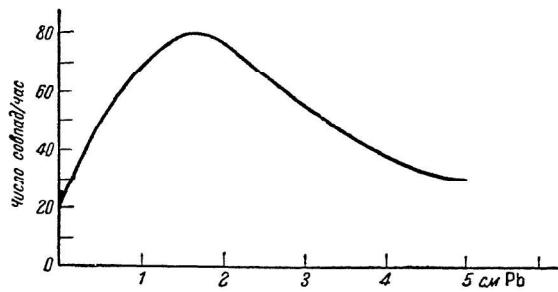


Рис. 137.

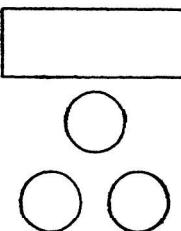


Рис. 138.

счетчика заряжается только через сопротивление R_2 . Если же во втором счетчике происходит разряд, то цилиндр первого счетчика заряжается еще последовательно через второй счетчик. Разберем, как будут работать оба счетчика.

Представим себе, что параллельно высокомому сопротивлению первого счетчика включена некоторая емкость C . Тогда появление разряда в этом счетчике будет приводить к сравнительно небольшому повышению потенциала нити электрометра относительно земли. Действительно, основное падение потенциала будет приходиться на сопротивление R_2 , так как емкость C как бы будет закорачивать сопротивление R_1 . Конечно, для этого емкость C должна быть достаточно велика, например, порядка 10^3 см, т. е. значительно больше эквивалентной емкости, включенной параллельно R_2 . Поэтому одиночные разряды в первом счетчике будут отмечаться лишь очень слабыми колебаниями нити электрометра. Если же одновременно с разрядом в первом счетчике произойдет разряд также и во втором, то картина будет уже иной. Пока во втором счетчике течет ток, он будет заряжать

конденсатор. Разряд во втором счетчике прекратится тогда, когда разность потенциала между катодом этого счетчика и его нитью тоже станет равной V_{\min} . Однако при рассмотрении условий погасания разряда во втором счетчике нужно учесть, что полное высокоомное сопротивление, включенное в цепи этого счетчика, состоит из двух параллельных цепей. Одной из них является сопротивление первого счетчика и его высокоомное сопротивление, другой — собственная цепь второго счетчика. Поэтому, если разряды в обоих счетчиках совпадают во времени, то ток идет через оба счетчика последовательно. Следовательно, если для прекращения разряда в каждом отдельном счетчике требуется уменьшить напряжение на величину $V - i_{\min}R < V_{\min}$, то прекращение разряда в обоих счетчиках произойдет лишь в том случае, когда на сопротивление ляжет разность потенциалов, равная $2V_0$.¹ Таким образом, при совпадающих импульсах

отклонения нити электрометра в схеме Гуммеля будут в два раза больше нормальных импульсов в счетчике, работающем в обычных условиях.

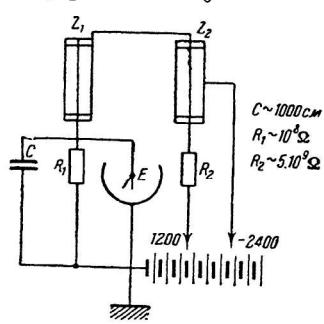


Рис. 139.

Мы не будем подробно останавливаться на разборе достоинств и недостатков схемы Гуммеля. Укажем только, что разрешающая способность этой схемы, повидимому, не может быть сделана достаточно большой, хотя Гуммель и указывает для этой величины значение 10^{-4} сек. Аккеман [25], применивши эту схему, смог получить разрешающую способность лишь порядка 10^{-3} сек.

Данные Аккемана находят подтверждение и в работах других исследователей. Это легко понять. Действительно, разрешающая способность схемы Гуммеля не может быть больше, чем обратная величина времени горения разряда в счетчиках. Из сказанного ранее ясно, что в обычных условиях это время не может быть меньше, чем 10^{-3} сек. Если, кроме этого, учесть, что в схеме параллельно высокоомному сопротивлению включена довольно значительная емкость, то величину 10^{-3} сек. придется считать даже верхней границей разрешающей способности. К числу недостатков подобного устройства необходимо отнести потребность в двух независимых источниках высокого напряжения. В силу указанных причин схема Гуммеля не получила широкого распространения.

В настоящее время известен ряд ламповых схем, применявшихся для выделения совпадений. Наиболее простая ламповая схема была предложена Боте [66]. Принцип ее сводится к тому, что усиленные импульсы напряжения, снимаемые с высокоомных

¹Разряд в первом счетчике, конечно, не может прекратиться до тех пор, пока через счетчик Z_2 течет ток. Это ясно из схемы включения счетчиков.

сопротивлений счетчиков Z и Z' , подаются на различные сетки двухсетчатой катодной лампы D . При этом предварительное усиление подбирается так, чтобы в анодной цепи этой лампы ток возникал лишь при одновременном изменении потенциала обеих сеток. Схема такого типа приведена на рис. 140, значения параметров схемы приведены на этом же рисунке. К числу недостатков этой схемы относится неодинаковость обеих цепей предварительного усиления. Кроме того, существенным является невозможность таким способом осуществить регистрацию тройных совпадений, или совпадений с большим числом счетчиков.

Наиболее широкое распространение получила схема Джонсона [67], основанная на принципе Росси. Этот принцип очень

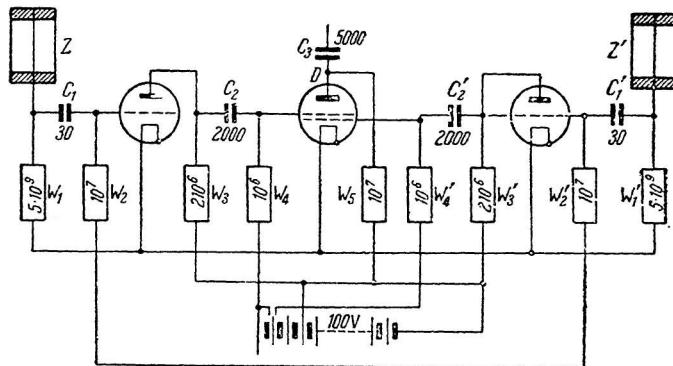


Рис. 140.

прост и вместе с тем очень удобен. Поэтому сейчас он используется в самых различных схемах.

Мы дадим здесь краткое описание принципа действия такой схемы. Представим себе электрическую цепь, состоящую из некоторого сопротивления R и сопротивлений $r_1, r_2 \dots r_n$, включенных параллельно друг другу, но последовательно с сопротивлением R . Для простоты ограничимся случаем двух параллельных сопротивлений. Если $R \gg r_1 = r_2$, то выключение одного из двух параллельных сопротивлений r не скажется на силе тока в общей цепи. Однако, если будут разомкнуты одновременно оба сопротивления r_1 и r_2 , то общее сопротивление цепи увеличится до бесконечности. Сила тока при этом станет равной нулю. Таким образом, сила тока будет сильно меняться всегда, когда $r = \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 + r_2}$ станет $\geq R$. Эквивалентом подобной схемы является схема Росси [68], приведенная на рис. 141. Три лампы, изображенные на этом рисунке и включенные параллельно, играют роль сопротивления r_1, r_2 и r_3 . Они включены последовательно с высокоомным сопротивлением R_7 . Пока лампы открыты, они представляют собой

малые сопротивления. Поэтому сила тока в цепи определяется сопротивлением R_7 . На это сопротивление и ложится основная разность потенциалов анодной батареи, питающей эти лампы (обозначена на рис. 141 буквой E). В силу этого потенциал сетки выходной лампы будет определяться батареей P , которая подбирается так, чтобы эта лампа была заперта.

Легко видеть, что импульс в каком-нибудь одном счетчике не приведет к появлению тока в анодной цепи лампы. Запирание одной или двух ламп, например, лампы 1 и 2, будет равнозначно увеличению одного из сопротивлений r в эквивалентной схеме. При этом другое сопротивление, изображающее лампу 3, останется попрежнему малым. Поэтому в общей цепи ток практически не изменится. Это означает, что падение напряжения на

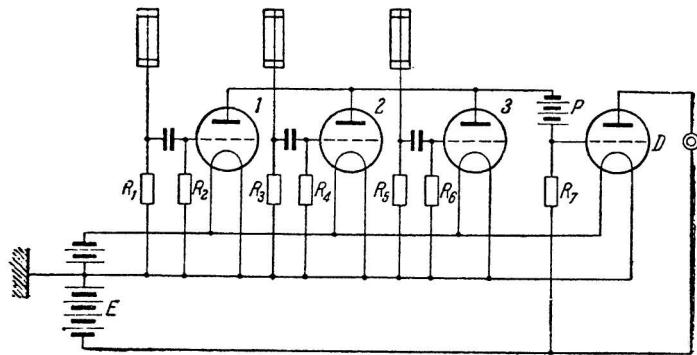


Рис. 141.

сопротивление R_7 попрежнему будет значительно больше падения напряжения на зажимах ламп. Поэтому и в данном случае потенциал сетки лампы D будет определяться батареей P . Совсем иначе будет обстоять дело, когда импульсы в счетчиках возникнут одновременно. Это приведет к тому, что внутренние сопротивления всех ламп резко возрастут и при соответствующих условиях могут стать больше, или того же порядка величины, что и сопротивление R_7 . При этом на сетке лампы D появится большой положительный потенциал. Анодный ток резко возрастет, и реле, стоящее в цепи лампы, зарегистрирует импульс. Таков принцип действия этой схемы.

В настоящее время, пожалуй, наиболее употребительной является схема, построенная на том же принципе, но улучшенная Джонсоном введением предварительных каскадов. На рис. 142 приведен подробный чертеж этой схемы, разработанной применительно к нашим лампам Алихановым и Козодаевым [69].

В схеме Джонсона импульсы отдельных счетчиков предварительно усиливаются, трансформируются и только после этого

подвергаются сложению. Поэтому первая лампа схемы (рис. 142) работает в усилительном режиме. Сетка ее приключается к нити счетчика через очень маленькую емкость C_1 , порядка 10 см. Включение малой емкости не является специфическим для данной схемы. Этот прием применяется во всех ламповых схемах для увеличения их разрешающей способности.

Назначение емкости состоит в том, что она как бы укорачивает импульс, приходящий от счетчика на сетку лампы, за счет срезания части напряжения. Конечно, это приводит к тому, что величина импульса очень сильно уменьшается, но зато он становится значительно более коротким. Таким образом, это позволяет увеличить разрешающую способность схемы. Импульс, ослабленный емкостью, усиливается первой лампой и через конденсатор C_3 подается на сетку второй. Параметры усилителя

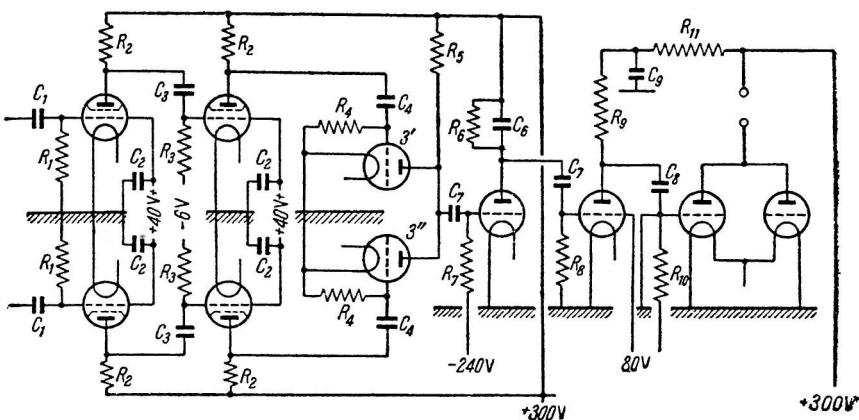


Рис. 142.

и ослабление импульса должны быть подобраны так, чтобы при попадании на сетку второй лампы некоторого минимального импульса, усиленного первой лампой, ток во второй лампе делался равным току насыщения. Если это условие будет выполнено, то после второй лампы все разряды будут уже одинаковой силы. Это очень существенное обстоятельство, так как при большом числе разрядов в одном из счетчиков импульсы напряжения будут различными по величине. В зависимости от того, как давно окончился предыдущий разряд, величина импульса напряжения может меняться от 0 до $V - V_z$. Поэтому и необходимо, чтобы нижний предел величины импульса, которому соответствует ток насыщения второй лампы, был достаточно мал. Третья лампа уже играет роль одного из сопротивлений в эквивалентной схемы. Для того чтобы снова сократить длительность импульса, усиленного двумя лампами, переходная емкость C_4 от второй лампы к третьей снова делается достаточно-

малой. Это приводит к тому, что, независимо от величины импульса напряжения в счетчике, на сетку третьей лампы всегда приходят очень короткие и равные по величине импульсы. От длительности этих импульсов и зависит величина разрешающей способности схемы. При постоянных, которые указаны в цитированной работе, удается получить τ' порядка 10^{-4} сек. Проследующие три каскада служат для отбиания совпадений, усиления и регистрации импульсов. Подробно останавливаться на назначении этих ламп нет необходимости. Укажем только, что в силу очень малой продолжительности импульса, даваемого лампой, отбирающей совпадения, приходится специально увеличивать их продолжительность. Для этого и служит емкость, включенная в анодную цепь предпоследней лампы.

В том случае, когда импульсы, приходящие на сетку первых ламп ветвей схемы совпадений, малы, можно применить еще предварительное усиление. Так, в частности, приходится делать в том случае, когда в схему совпадений включаются не обычные счетчики Гейгер-Мюллера, а так называемые «пропорциональные счетчики» (см. следующую главу). При этом существенно, что для предварительного усиления нужно минимум две лампы, так как иначе знак импульса, приходящего на сетку первых ламп схемы совпадений, будет положителен. Как легко понять из рис. 142, при том количестве ламп, которое используется в данной схеме, последняя будет реагировать только на отрицательные импульсы. Положительные импульсы на сетке первых ламп будут приводить лишь к уменьшению сопротивления ламп $3'$ и $3''$, играющих роль малых сопротивлений r_1 и r_2 . Ясно, что при этом отрицательный потенциал на сетке лампы, отбирающей совпадения, будет только возрастать. Поэтому для регистрации положительных импульсов с помощью указанной схемы нужно изменить число ламп в каждой ветви на нечетное число, для регистрации отрицательных — на четное.

Схемы такого же типа могут быть применены и для регистрации тройных и большего числа совпадений. Для этого параллельно двум цепям, указанным на рис. 142, должно быть присоединено соответствующее число цепей, аналогичных уже существующим.

Наконец, используя этот же принцип, легко осуществить схему, работающую на несовпадения. Представим себе, что задачей исследования является изучение таких явлений, при которых разряд в двух счетчиках совпадает во времени с отсутствием разряда в третьем. Это может быть, например, в том случае, когда частицы в конце их пробега. Наиболее просто эта задача может быть решена следующим образом. В схеме тройных совпадений две цепи оставляются неизменными, а в третью включается одна дополнительная лампа. Эту лампу удобнее всего включить после второго каскада, т. е. до лампы 3 , служащей переменным сопротивлением r в схеме совпадений.

Кроме того, на сетку этой дополнительной лампы должен быть дан такой потенциал, чтобы в нормальном состоянии она была заперта.

Наличие в третьей цепи трех ламп вместо двух приведет к тому, что при появлении импульса в счетчике, включенном на эту ветвь, лампа, выполняющая роль переменного сопротивления, будет отшираться. Естественно, что при этом в выходной цепи ток возникнет лишь в том случае, если появление импульсов в двух нормальных цепях совпадает с отсутствием импульса в третьей. Напротив, если частица пройдет через три счетчика, то, хотя в двух первых ветвях лампы $3'$ и $3''$ будут заперты, — включенная параллельно им в третьей ветви лампа $3'''$ откроется. Таким образом, при этом не получится необходимого увеличения общего сопротивления цепи и на сетке лампы, отбирающей совпадения, не появится положительный потенциал. Понятно, что то же самое может быть сделано для несовпадений при любом числе счетчиков.

Мы привели описание принципа работы и механизма действия лишь некоторых наиболее употребительных схем совпадений.

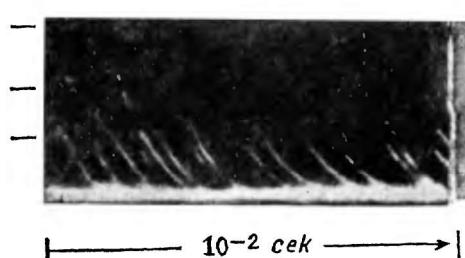


Рис. 144.

Интересующихся детальным радиотехническим расчетом ламповых схем отсылаем к оригинальным работам. Разбор этого вопроса завел бы нас слишком далеко.

Выше было уже указано, что счетчики, наполненныеарами, обладают ничтожным «вредным временем». Поэтому, как указал Трост, применение подобных счетчиков весьма выгодно именно при использовании метода совпадений. Это особенно целесообразно, когда наблюдаются совпадения во многих счетчиках.

В противоположность обычным счетчикам, параллельноеключение группы счетчиков Троста на одно общее сопротивление (так, как показано на рис. 143) не уменьшает разрешающей способности системы. На приведенном рисунке изображена также и схема, отбирающая совпадения. При соответствующем подборе параметров схемы, например величины смещения на сетке первой лампы, легко добиться того, чтобы регистрировались только

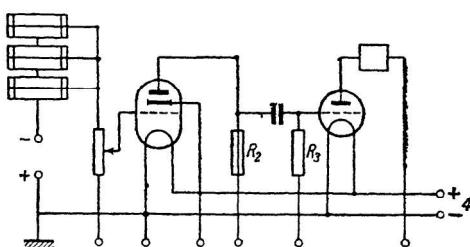


Рис. 143.

двойные или тройные совпадения. На рис. 144 приведена осциллограмма импульсов напряжения при одиночных разрядах и двойных и тройных совпадениях в счетчиках, включенных по схеме рисунка 143. Легко видеть, насколько применение счетчиков Троста [18] упрощает задачу. Для исследования тех же тройных совпадений обычными счетчиками схема Джонсона с такой же разрешающей способностью будет состоять из 12 ламп.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Werner. Zt. f. Phys. 90, 384. 1934.
2. H. Geiger a. E. Rutherford. Phil. Mag. 24, 618. 1912.
3. H. Geiger. Ann. d. Phys. 44, 813. 1914.
4. H. Geiger u. W. Müller. Phys. Zs. 29, 839. 1928.
5. H. Geiger u. W. Müller. Phys. Zs. 16, 489. 1929.
6. A. Hupperstberg. Zt. f. Phys. 75, 231. 1932.
7. V. Loock. Ann. d. Phys. 15, 527. 1932.
8. E. Greiner. Zt. f. Phys. 81, 543. 1933.
9. G. Medicus. Zt. f. Phys. 103, 76. 1936.
10. S. Werner. Zt. f. Phys. 92, 705. 1934.
11. E. Hening u. B. Schade. Zt. f. Phys. 90, 597. 1934.
12. G. Medicus. Zt. f. Phys. 74, 350. 1932.
13. W. Christoph. Ann. d. Phys. 26, 145. 1936.
14. W. Christoph u. W. Hanle. Phys. Zs. 34, 641. 1933.
15. A. Hippel. Zt. f. Phys. 97, 455. 1935.
16. W. Wechsler u. A. Bibergalil. Phys. Zs. d. Sowjet. 11, 326. 1937.
17. W. Schulze. Zt. f. Phys. 78, 92. 1932.
18. A. Trost. Zt. f. Phys. 105, 399. 1937.
19. H. Wilhelm. Zt. f. techn. Phys. № 1, 2. 1935.
20. B. Rajewsky. Phys. Zs. 32, 121. 1934.
21. K. Hausser u. K. Kreuchen. Zs. f. techn. Phys. 15, 20. 1934.
22. G. Locher. Phys. Rev. 42, 525. 1932.
23. С. Родионов. Ж. Э. Т. Ф. 1, 292. 1932.
24. H. Naberland u. W. Walher. Zt. f. Phys. 105, 348. 1937.
25. M. Ackeman. Zt. f. Phys. 94, 303. 1935.
26. G. Pfotzer. Zt. f. Phys. 102, 41. 1936.
27. С. Вернов. Труды Гос. Рад. Инст. 2, 30. 1933.
28. B. Векслер, А. Бибергаль и М. Иванов. Ж. Э. Т. Ф. 5. 1935.
29. W. Danforth. Phys. Rev. 46, 1026. 1934.
30. W. Ramsey u. M. Lipman. Rev. Sci. Inst. 6, 121. 1935.
31. S. Skinner. Phys. Rev. 48, 438. 1935.
32. L. Schiff. Phys. Rev. 50, 88. 1936.
33. H. Volz. Zt. f. Phys. 93, 539. 1935.
34. R. Peierls. Proc. Roy. Soc. A 149, 467. 1935.
35. W. Bothe u. W. Kolhörster. Zt. f. Phys. 56, 751. 1929.
36. P. Blackett and G. Occhialini. Proc. Roy. Soc. A 135, 699. 1933.
37. B. Rossi. Zt. f. Phys. 82, 451. 1933. Nature. 132, 173. 1933.
38. C. Anderson, R. Millikan a. W. Pickering. Phys. Rev. 45, 352. 1934.
39. I. Street u. R. Woodward. Phys. Rev. 46, 1029. 1934.
40. B. Дукельский. Ж. Э. Т. Ф. 7, 279. 1937.
41. M. Cosyns u. I. de Bruyn. Bull. Acad. Roy. Belgiques (14 April) 371. 1934.
42. G. Droste. Zt. f. Phys. 100, 529. 1936; 104, 474. 1937.

43. K. Buchmann. Phys. Zs. 38, 817. 1937.
44. O. Klein u. Y. Nischina. Zt. f. Phys. 52, 853. 1928.
45. H. Bethe u. W. Heitler. Proc. Roy. Soc. A 146, 83. 1934.
46. F. Sauter. Ann. d. Phys. 11, 454. 1931.
47. T. Cuykendall. Rev. of Sci. Instr. 4, 678. 1933.
48. I. Oumanski et W. Wexler. Phys. Zt. d. Sowjet. 7, 336. 1935.
49. P. Weber. Helvetica Phys. Acta X, 32. 1937.
50. A. Compton. Phys. Rev. 25, 306. 1935.
51. A. Olson, E. Dershawm, H. Storch. Phys. Rev. 21, 30. 1923.
52. W. Christoph. Ann. d. Phys. 23, 747. 1935.
53. W. Mühlhoff. Ann. d. Phys. [5] 7, 205. 1930.
54. C. Родионов и А. Шальников. Ж. Э. Т. Ф. 5, 159. 1935.
C. Родионов и Карев. Ж. Э. Т. Ф. 5, 165. 1935.
55. H. Barth. Bioch. Ztschr. 285, 311. 1936; Архив биологических наук. 46, 453. 1936.
56. W. Christoph. Phys. Zs. 37, 265. 1936.
57. H. Greinacher. Zt. f. Techn. Phys. 16, 165. 1935.
58. N. Campbell. Phil. Mag. 23, 668. 1912.
59. C. Wynn-Wylliams. Proc. Roy. Soc. A 139, 295. 1931.
60. H. Teichmann. Phys. Zs. 35, 299. 1934.
61. H. Alfen u. R. Ohlin. Zt. f. Phys. 90, 416. 1934.
62. A. Бибергаль и В. Векслер. Ж. Э. Т. Ф. 5, 319. 1935.
63. М. Ководееви Г. Латышев. Д. А. Н., т. XX, стр. 21, 1938.
64. B. Цырлин. Ж. Э. Т. Ф. 6, 666. 1936.
65. I. Himmel. Zt. f. Phys. 70, 765. 1924.
66. W. Bothe. Zt. f. Phys. 59, 1. 1929.
67. T. Johnson u. J. Street. Journ. Frankl. Inst. 215, 239. 1933.
68. B. Rossi. Nature. 125, 636. 1930.
69. A. Alichanow u. M. Kosodaw. Zt. f. Phys. 90, 249. 1934.

ГЛАВА IV

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Главнейшим недостатком счетчиков с самостоятельным разрядом является невозможность определения величины ионизации, которую создает частица.

Как известно, величина удельной ионизации в известной мере характеризует частицу. Несмотря на то, что удельные ионизации α -частицы и быстрого электрона в обычных условиях отличаются друг от друга в сотни и даже тысячи раз, счетчик Гейгер-Мюллера на оба сорта частиц реагирует совершенно одинаково. Это же относится и ко всем другим счетчикам с самостоятельным разрядом. Однако существует целый ряд задач, требующих определения не только числа частиц, но также и их ионизующей способности. Наконец, во многих случаях приходится изучать сильно ионизующие частицы, сопровождающиеся интенсивным β - или γ -излучением. Это особенно часто имеет место при изучении нейтронов.

Таким образом, в подобных случаях необходим такой метод исследования, который был бы настолько чувствителен, чтобы было возможно регистрировать каждую отдельную частицу и одновременно получить сведения о ее ионизующей способности.

В настоящее время существует два основных способа решения этой задачи. Первый из них основан на использовании несамостоятельного газового разряда, второй — на применении специальных усилительных радиосхем. Мы дадим описание обоих методов и разберем их преимущества и недостатки.

Пропорциональные счетчики

Как уже сказано, пропорциональные счетчики дают возможность не только регистрировать попадание в счетчик ионизующей частицы, но и измерять величину ионизации, ее производимой. Впервые пропорциональный счетчик был применен для обнаружения α -частиц Резерфордом и Гейгером [1] еще в 1908 г. Построенный ими счетчик представлял собой цилиндрическую трубку, по оси которой так же, как и в счетчике Гейгер-Мюллера, натягивалась тонкая проволока. Цилиндр счетчика соединялся с отрицательным полюсом источника напряжения.

жения, нить — через большое сопротивление R с положительным. Напряжение, наложенное на счетчик, подбиралось так, чтобы оно было немного ниже потенциала возникновения разряда. При этом, как указано в цитированной работе, с помощью электрометра, включенного параллельно сопротивлению, можно было считать α -частицы, попадавшие внутрь счетчика через отверстие в пробках, и измерять ионизацию, создаваемую ими. Резерфорд и Гейгер объяснили это тем, что ионы, созданные α -частицей в газе, попадая в сильное электрическое поле вблизи от нити, сами начинали ионизовать ударом. При этом общее количество ионов сильно возрастало и ионизация, создаваемая α -частицей, увеличивалась во много раз. Это и давало возможность регистрировать отдельные частицы.

Несколько позже, в 1912 г., Гейгер и Резерфорд [2] применили для этой же цели счетчик с шариком (рис. 62). Пропорциональный счетчик подобной конструкции получил довольно широкое распространение. Подробное исследование различных свойств счетчика с шариком было произведено рядом авторов. Прейслер [3] показал, что такой счетчик, позволяя весьма эффективно исследовать α -частицы, практически не отзывается на β - и γ -лучи.

Тщательное исследование условий, при которых возможно получение такого режима, было произведено в работе Гейгера и Клемперера [4]. Указанные авторы исследовали зависимость коэффициента газового усиления от давления, диаметра шарика и рода газа, наполняющего счетчик. Результаты их опытов сведены в табл. 12 (стр. 192).

Гейгер и Клемперер выяснили также механизм работы счетчика при напряжениях меньших пробивного и указали на роль положительных ионов, наличие которых ограничивает коэффициент усиления.

Так же, как и для обычных счетчиков Гейгер-Мюллера, для пропорционального счетчика Гейгер-Клемперера можно построить счетную характеристику, откладывая по оси абсцисс величину напряжения в вольтах и по оси ординат число частиц, сосчитываемых в единицу времени. Величина области счета для α -частиц зависит от параметров счетчика и бывает обычно порядка 100—150 вольт. Конечно, величина этого интервала зависит от применяемого способа регистрации частиц. В том случае, если пропорциональный счетчик соединен с ламповым усилителем, этот интервал может быть сделан весьма большим. Приведенные выше данные относились к наблюдению числа частиц с помощью чувствительного электрометра.

Как показал Франц [5], при помощи пропорциональных счетчиков Гейгер-Клемперера можно исследовать протоны даже на интенсивном фоне β -частиц. Для этого Франц заменил электрометр, которым обычно производились измерения ионизационных импульсов, ламповой схемой. Это дало возможность значительно

Таблица 12

Род газа и давление	Диаметр шарика в мм	Напряжение в вольтах для коэффиц. усил. 10^4	Напряжение в вольтах для коэффиц. усиления 10^3
Воздух, 76 см Hg	0.08 Pt	1900	1750
	0.21 Pt	2750	2500
	0.45 Pt	3750	3100
	1 Fe	5600	5000
	2 Fe	7500	6500
Воздух, 20 см Hg	0.08 Pt	1100	1050
	0.21 Pt	1350	1150
	0.45 Pt	1750	1600
	1 Fe	2400	2100
	2 Fe	3500	3100
Водород, 76 см Hg	0.08 Pt	1250	1150
	0.21 Pt	2200	1850
	0.45 Pt	2800	2300
	1 Fe	3750	3200
	2 Fe	5300	4700
Водород, 20 см Hg ,	0.08 Pt	750	700
	0.21 Pt	950	900
	0.45 Pt	1350	1300
	1 Fe	1900	1700
	2 Fe	2750	2500
	3 Fe	3100	2600

уменьшить длительность отдельного импульса, так как в этом случае нет необходимости ставить в цепь счетчика высокоомное сопротивление, без которого при работе с электрометром обойтись нельзя.

Ясно, что чем меньше время, в течение которого заканчивается импульс, тем легче отличать отдельную сильно ионизующую частицу на общем фоне, создаваемом большим числом β -частиц. Это обусловлено тем, что статистические флуктуации числа β -частиц по абсолютной величине будут тем меньше, чем меньший промежуток времени мы выберем для наблюдения. Действительно, ясно, что $\Delta n = \Delta t \sqrt{n}$, где Δt время наблюдения, n — среднее число β -частиц, попадающих в счетчик в единицу времени, а Δn — среднее квадратичное отклонение в числе частиц. А так как о попадании в счетчик протона или α -частицы мы судим по увеличению абсолютной величины ионизационного тока, то наличие сильного фона требует одновременно сокращения времени наблюдения отдельного импульса. Франц

показал, что, при попадании в счетчик 10^4 — 10^5 β -частиц в секунду, эта задача может быть решена, если длительность импульса Δt порядка 10^{-3} сек.

В настоящее время счетчик Гейгер-Клемперера применяется реже, чем пропорциональный счетчик Резерфорда-Гейгера. Это обусловлено тем обстоятельством, что в первом величина электрического импульса, который создается частицей, сильно зависит от места ее попадания. В цилиндрическом же счетчике почти весь объем его является рабочим объемом. Если не считать обычного уменьшения чувствительности на концах, обусловленной действием пробки, то чувствительность его по всей длине одинакова.

Как указывает Кларман [6], работа цилиндрического пропорционального счетчика практически не зависит от материала нити (анода) и цилиндра (катода). В качестве последнего им были испытаны цинк и латунь. В качестве анодов он применял проволоку из латуни, константана, алюминия, меди, никеля и др. металлов.

В работах одного из авторов этой книги катод цилиндрического пропорционального счетчика был выполнен из тонкой сетки. Такой пропорциональный счетчик также обладает обычными свойствами. Единственным отличием его является несколько увеличенный рабочий потенциал.

В работе пропорциональных счетчиков весьма важным является то обстоятельство, что коэффициент газового усиления для случая цилиндрического счетчика почти не зависит от места попадания частицы и направления ее движения в счетчике.

Это было непосредственно установлено Кларманом, Чаном и Гейгером [7]. Для проверки этого свойства счетчика Кларман впускал α -частицы один раз вдоль оси счетчика, а другой раз перпендикулярно ей (через отверстие в катоде). При этом им была получена зависимость величины импульса, вызываемого в пропорциональном счетчике от наложенного на него напряжения. Результаты этих измерений представлены на рис. 145. Кривая *A* относится к случаю движения частиц параллельно оси счетчика. Кривая *B* — к случаю движения перпендикулярно этой оси. Отношение первоначальных ионизаций, разница которых обусловливается различной длиной пути α -частицы, в обоих этих случаях в опытах Клармана было примерно 3.5. Легко видеть из рисунка, что отношение ординат кривой *A* к кривой *B* как раз равно 3.5. Вторая пара кривых в правой части рисунка относится к β -частицам, которые уже начинают сосчитываться при этих напряжениях. Этим же автором были произведены опыты, в которых α -частицы впускались внутрь счетчика под различными углами к нормали к поверхности катода. Схематически направления движения частиц изображены на рис. 146 стрелками. При этом угол между нормалью и направлением движения α -частицы менялся от нуля до 45° . Величина же отклонения электрометра, пропорциональная

числу пар ионов, приходящих на электроды счетчика, во всех случаях была пропорциональна начальной ионизации (числу пар ионов, создаваемых α -частицей без усиления). Аналогичные результаты были получены Цаном и Гейгером. Указанные авторы также нашли, что как α -частицы, так и протоны могут входить внутрь счетчика по любым направлениям. При этом сохраняется пропорциональность усиленного тока первоначальной ионизации.

Наконец, пропорциональность числа ионов, переносимых в каждом отдельном импульсе, первоначальной ионизации была установлена Цаном и Гейгером [7] путем непосредственного измерения. На рис. 147 приведено полученное последними авторами

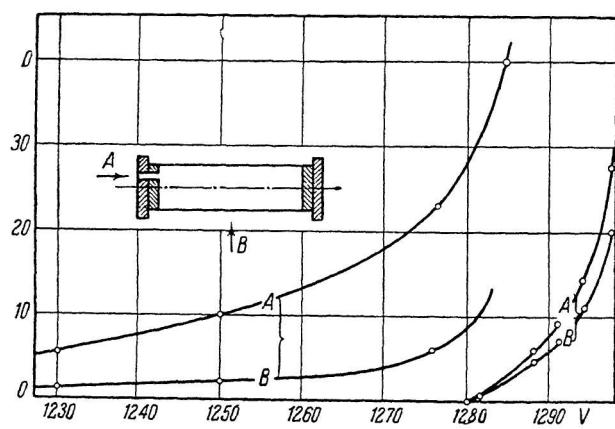


Рис. 145.

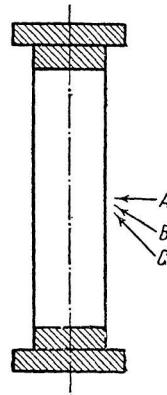


Рис. 146.

распределение вероятности соответствующего отклонения¹ от его величины, отложенной в произвольных единицах по оси абсцисс. В качестве источника употреблялся параллельный пучок α -частиц от Th ($C + C'$), направленный перпендикулярно оси счетчика. Отклонения нити электрометра регистрировались фотографическим способом. Оба максимума A и B , изображенные на рисунке, принадлежат излучению Th ($C + C'$). Более быстрые части Th C ионизуют менее сильно и поэтому дают меньшие отклонения. Максимумы A' и B' соответствуют частицам, попадающим на нить, т. е. имеющим как раз в два раза меньший пробег и создающим в два раза меньшую начальную ионизацию. Остальные максимумы обусловлены одновременным попаданием нескольких частиц внутрь счетчика. Из рисунка непосредственно видно, что ионизация в этих максимумах как раз соответствует

¹ Здесь и в дальнейшем под термином отклонение, величина отклонения, величина отброса и т. п. подразумевается смещение нити электрометра, пропорциональное количеству ионов, приходящих на электроды пропорционального счетчика.

сумме ионизаций двух частиц. Так, крайний справа максимум обусловлен одновременным попаданием 2 частиц группы A. Максимум слева от B — наложением частиц группы A и группы A' и т. д.¹

Таким образом, работами указанных исследователей может считаться установленным, что величина коэффициента газового усиления в цилиндрическом счетчике практически не зависит от места попадания и направления движения частицы внутри счетчика. Это очень важное обстоятельство позволяет использовать подобный счетчик для количественных измерений.

Причину постоянства коэффициента усиления легко понять, если обратиться к рассмотрению механизма разряда в подобном счетчике. Из ранее сказанного следует, что для усиления тока в таком счетчике используется область несамостоятельного газового разряда, т. е. интервал BC кривой рис. 8. Рассматривая процесс усиления тока внутри цилиндрического разрядного промежутка, мы должны учесть, что при тех параметрах, которые характерны для пропорциональных счетчиков (размеры электродов, напряжение и давление газа), энергия, полученная электроном на длине свободного пути вблизи от катода, очень мала. Это легко видеть из рисунка 148, на котором представлено распределение потенциала в одном из пропорциональных счетчиков, использованных Исаевым и Ступниковым² для измерения интенсивности рентгеновских лучей. Как видно из этого рисунка, поле в основном сосредоточено непосредственно вблизи от нити. Распределение потенциала по радиусу таково, что уже на расстоянии 2—3 мм от центра нити поле близко к равномерному. Напротив, вблизи от нити оно очень сильно возрастает. Следствием этого является то обстоятельство, что ударная ионизация происходит только возле нити.

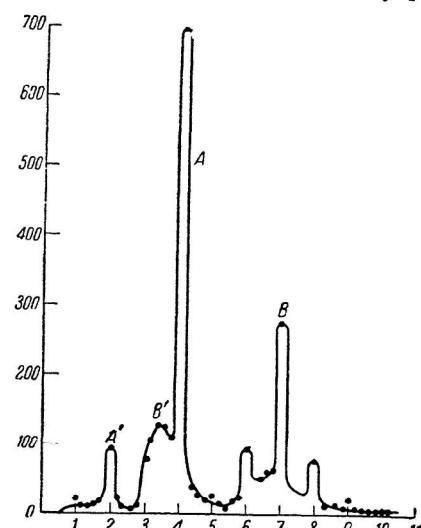


Рис. 147.

¹ В случае цилиндрического пропорционального счетчика также можно говорить о счетной характеристике. Как и в случае счетчика с острием, величина счетной области для каждого сорта частиц, например протонов, или α -частиц будет различной.

² Статья находится в печати. Приведенные здесь данные любезно сообщены нам авторами.

Поэтому можно считать, что цилиндрический счетчик состоит как бы из двух частей. В одной части, охватывающей основной объем счетчика, ионизация ударом вообще не происходит, эта часть как бы эквивалентна ионизационной камере. В другой же части ток усиливается за счет ионизации электронами и положительными ионами. Последнее, впрочем, имеет место лишь при потенциалах, близких к потенциальному зажигания коронного разряда. Так как объем той части счетчика, где происходит усиление тока, очень мал по сравнению с основным объемом, то естественно, что совершенно не важно, под каким углом и в каком направлении ионизующая частица пройдет через этот объем. Все равно все электроны, созданные ею здесь, увлекаются полем и попадут в область, где они начнут ионизовать.¹

Коэффициент газового усиления в цилиндрических пропорциональных счетчиках, так же как и в счетчике с шариком, может достигать значения 10^4 . Общий характер зависимости коэффициента усиления от напряжения, наложенного на электроды пропорционального счетчика, виден на рис. 149. Ясно,

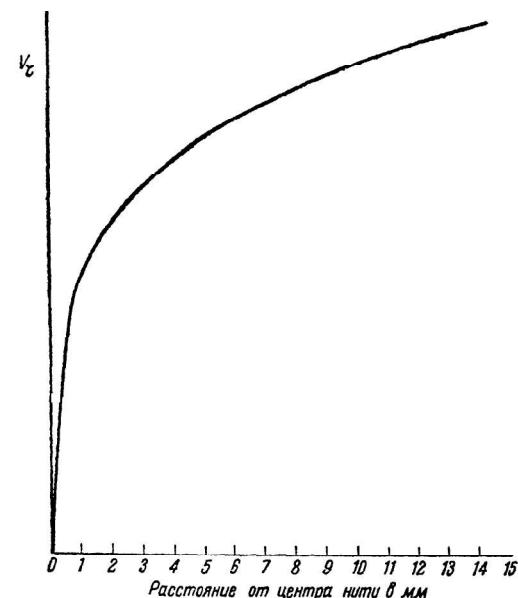


Рис. 148.

что он будет зависеть от геометрических размеров электродов, природы газа и его давления. При увеличении давления, так же как и в счетчиках Гейгер-Клемпера, крутизна подъема кривой $i = f(V)$ уменьшается, т. е. тот же коэффициент усиления может быть получен при меньшем напряжении. Поэтому коэффициент усиления K , который может быть использован практически, возрастает с увеличением давления. Указанная зависимость была

¹ В последнее время, однако, были получены некоторые данные, указывающие, что в цилиндрическом пропорциональном счетчике область близкая к катоду является мало чувствительной. Так, например, если пускать частицы вдоль нити счетчика, то вблизи от катода они перестанут обнаруживаться. Особенно сильно этот эффект сказывается в воздухе, значительно слабее в аргоне. Можно предполагать, что причиной его является образование молекулярных комплексов на электронах, приводящее к тому, что часть электронов не вызывает газового усиления.

исследована в уже упомянутой работе Исаева и Ступникова.¹ Результаты их измерений представлены на рис. 149. Здесь по оси абсцисс отложена разность потенциалов $V_z - V_{\text{ср.}}$, выраженная в вольтах, а по оси ординат — значение газоусиленного тока. $V_{\text{ср.}}$ — напряжение, приложенное к пропорциональному счетчику. Точка $V_{\text{ср.}} = V_z$ соответствует потенциальному возникновения коронного разряда. Токи пыления, соответствующие продолжению обеих кривых в область больших $V_z - V_{\text{ср.}}$, т. е. при малых $V_{\text{ср.}}$, были строго одинаковы.

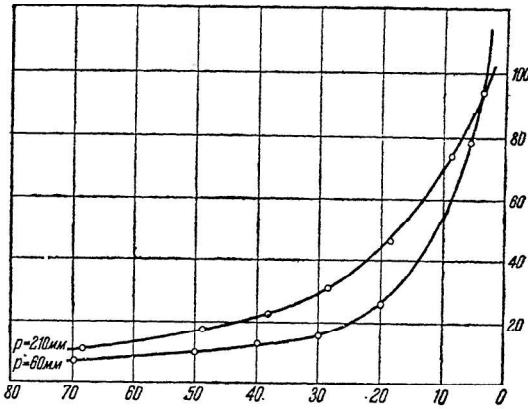


Рис. 149.

из рис. 149 видно, что при меньшем давлении одному и тому же значению K соответствует значительно большая величина $\frac{di}{dV}$. Последняя по существу ограничивает возможность практического использования больших коэффициентов усиления. Как указывают Исаев и Ступников, в интервале давлений от 60 до 760 мм Hg максимальный достигаемый коэффициент усиления отличается примерно в два раза. Векслером и Исаевым отмечено, что причина этого заключается в том, что при увеличении давления граница возникновения самостоятельного разряда сдвигается в сторону больших токов.

Весьма важен также вопрос о тщательной очистке пропорционального счетчика. Наличие паров воды может довольно сильно уменьшить максимальный коэффициент усиления и вообще ухудшить условия стабильности его работы.

На рис. 150 приведена зависимость тока от напряжения в одном и том же пропорциональном счетчике по данным Исаева

¹ В этих исследованиях измеряется ионизация, созданная не α -частицами, а рентгеновскими лучами.

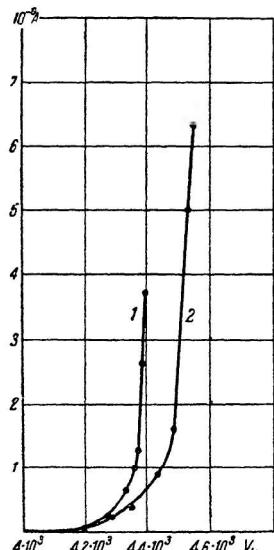


Рис. 150.

и Ступникова. Кривая 1 относится к плохо осушенному пропорциональному счетчику. Кривая 2 дает зависимость тока от напряжения после осушки. Первоначальная ионизация в обоих случаях была строго одинакова. Таким образом, мы видим, что, в зависимости от степени осушки, вид и положение кривой, дающей зависимость тока от напряжения, могут меняться.

Пропорциональные счетчики для рентгеновского и γ -излучения

Выше мы указывали, что пропорциональные счетчики особенно эффективно могут применяться для исследования α -частиц и протонов. В ряде работ — Векслер, Исаев [8, 9], Исаев и Ступников — было показано, что пропорциональные счетчики

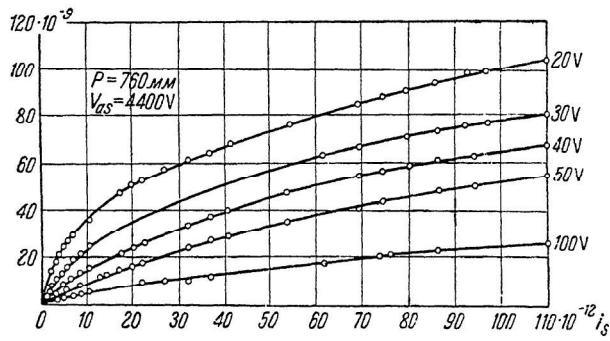


Рис. 151.

с большим успехом могут использоваться также и для измерения интенсивности рентгеновских и γ -лучей. Но при этих измерениях нужно учитывать весьма существенное свойство пропорциональных счетчиков, установленное Исаевым и Ступниковым. Оказывается, что коэффициент усиления зависит не только от напряжения, но и от тока насыщения, т. е. от количества пар ионов, образуемых излучением в единицу времени внутри счетчика. Вероятно, это явление показано на рис. 151. Здесь приведены кривые зависимости газоусиленного тока i от тока насыщения i_s (в амп.) при разных напряжениях на пропорциональном счетчике. Цифры справа около кривых показывают значение разности $V = V_z - V_{\text{ст.}}$, при котором получена данная кривая. Так, например, зависимость i от i_s в том случае, когда напряжение на пропорциональном счетчике ($V_{\text{ст.}}$) лежит на 100 вольт ниже потенциала зажигания самостоятельного разряда, дается самой нижней кривой.

Из рисунка видно, что коэффициент усиления, равный тангенсу угла наклона кривой $i = f(i_s)$, меняется в зависимости от величины первоначальной ионизации. Однако это изменение коэффициента усиления происходит только при напряжениях, близких к про-

бивному. Чем ниже напряжение на пропорциональном счетчике, тем более постоянен коэффициент усиления. За 100 вольт до потенциала пробоя K с большой степенью точности может считаться постоянным, равным примерно 300. При малых же токах, за 20 вольт до V_z коэффициент усиления делается уже равным 5000, в то время как для больших токов при том же напряжении коэффициент усиления будет только 500. Таким образом, при изменении тока насыщения примерно в 20 раз, коэффициент усиления может измениться в 10 раз. В связи с этим, при сравнении сильно различающихся между собой интенсивностей излучения, работа должна вестись не слишком близко от потенциала зажигания. Как видно из рис. 152, указанный эффект для больших давлений газа выражен резче, чем для малых. Это явление нужно учесть и при исследовании пробегов и удельной ионизации α -частиц или протонов

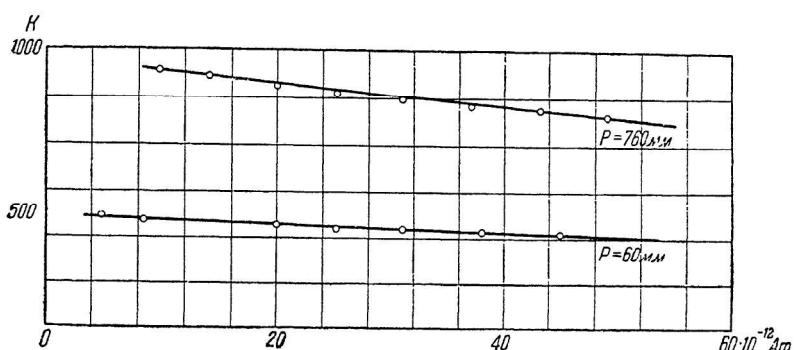


Рис. 152.

на интенсивном фоне β -частиц. Действительно, в этом случае в зависимости от величины тока насыщения (первоначальной ионизации), создаваемой β -частицами (последние могут быть и вторичными электронами от γ -лучей), величина коэффициента усиления может быть разной и, во всяком случае, может значительно отличаться от коэффициента газового усиления без фона. Заранее определить величину того искажения, которое вносит фон в значения коэффициентов усиления, в настоящее время еще невозможно. Поэтому в каждом отдельном случае этот эффект должен быть принят во внимание и учтен при постановке эксперимента. Как уже раньше указывалось, наиболее простой путь устранения указанной зависимости состоит в уменьшении рабочего напряжения на пропорциональном счетчике. (Однако при этом абсолютное значение газоусиленного тока тоже уменьшится.) Зависимость коэффициента усиления от величины первоначальной ионизации, повидимому, связана с ролью пространственного заряда, образуемого током возле нити. Однако этот вопрос еще не исследован.

При использовании пропорционального счетчика для измерения интенсивности рентгеновских лучей нужно иметь в виду, что его свойства, помимо отмеченных выше (ход с жесткостью и пр.), будут такими же, как и у ионизационных камер. Вообще простое понижение напряжения на пропорциональном счетчике превращает его в обычную ионизационную камеру. Поэтому, сконструировав счетчик соответствующим образом (дополнительные электроды, материал стенок и пр.), можно производить абсолютные измерения. Весьма выгодным является также наполнение пропорционального счетчика каким-либо тяжелым газом, например, аргоном или криptonом. Кроме увеличения поглощения исследуемого излучения, это дает еще то преимущество, что снижает рабочий потенциал пропорционального счетчика по сравнению с воздухом примерно в полтора, два раза.

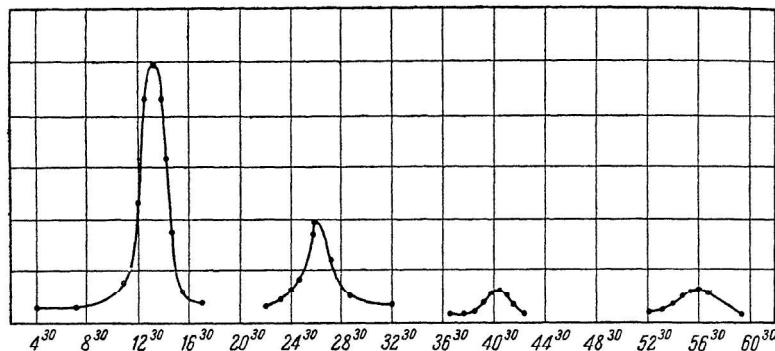


Рис. 153.

С помощью пропорционального счетчика можно весьма эффективно производить исследования интенсивности рентгеновского излучения, рассеянного кристаллами или поликристаллическими объектами. Иллюстрацией сказанного может служить рис. 153. На этом рисунке представлена зависимость интенсивности рентгеновских лучей, рассеянных кальцитом от углов рассеяния (в градусах). Использованный для этих исследований пропорциональный счетчик, наполненный криptonом, давал настолько большие токи, что они измерялись зеркальным гальванометром.

Используя большой коэффициент усиления, который может быть сравнительно просто получен с помощью газового разряда, можно обнаруживать даже отдельные быстрые β -частицы. Это было показано Циприхом. Схема прибора Циприха ясна из рис. 154. Пропорциональный усилитель Циприха представляет собой плоский разрядный промежуток 1, 2, разделенный тонкой металлической сеткой 3 на две части. Высокое напряжение

прикладывается между сеткой и одним из электродов; исследуемые же частицы попадают в пространство между сеткой и вторым электродом. Как оказалось, при тех давлениях, которые исследованы Циприхом, т. е. в интервале от нескольких мм до 100 мм Hg, нет необходимости прикладывать между сеткой и этим вторым электродом какую-либо разность потенциалов. Все вторичные ионы (электроны) и так проникают во вторую часть пропорционального счетчика Циприха. Это происходит благодаря тому, что имеющееся во второй части прибора сильное поле как бы проникает за сетку и вытягивает находящиеся там ионы внутрь второго разрядного промежутка. Опыт показал, что потенциал верхнего электрода может быть равен или даже немного (на 1 вольт) больше потенциала сетки. С помощью такого прибора ионизация, создаваемая *α*-частицами, или даже быстрыми электронами, в случае достаточного усиления

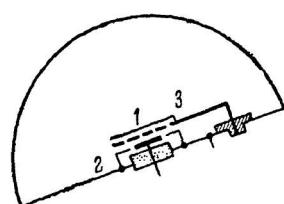


Рис. 154.

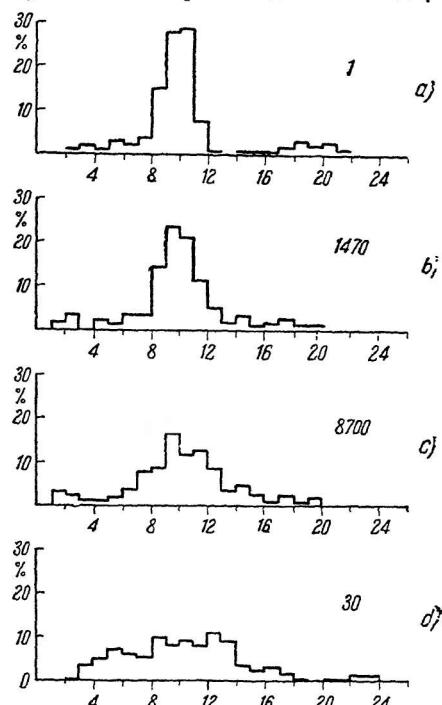


Рис. 155.

может быть непосредственно измерена чувствительным электрометром (напр. электрометром Гофмана). При этом, как показал Циприх, введение сетки, т. е. разделение разрядного промежутка на две части, весьма существенно улучшает работу пропорционального счетчика. Это может быть продемонстрировано сопоставлением кривых рис. 155. На этом рисунке по оси абсцисс отложены величины отклонений в десятых долях среднего отклонения. (Напомним, что величина отклонения нити электрометра пропорциональна ионизации, созданной частицей.) По оси ординат отложено число отбросов данной величины в процентах от общего числа отклонений. Кривые *a*, *b*, *c* соответствуют различным коэффициентам усиления; численное значение последних

указано цифрой, стоящей справа возле каждой кривой. Кривая d соответствует коэффициенту усиления 3.0, но она получена без наличия промежуточного электрода, т. е. без сетки. Как видно из сопоставления этой кривой с остальными, отсутствие сетки значительно ухудшает условия работы счетчика. Без сетки распределение отбросов электрометра по величине уже перестает соответствовать действительному распределению начальных ионизаций, созданных α -частицей. Этот эффект Циприх объясняет тем, что в его опытах исследуемые α -частицы выходили из трубки с отверстием 0.5 мм диаметром. Так как направление движения частиц было перпендикулярно полю, то α -частицы, проходившие у краев этого отверстия, создавали электроны и ионы на различном расстоянии от анода. А так как в плоском поле коэффициент газового усиления определяется путем, который проходят ионы до электрода, то даже ничтожное различие в длине пути должно приводить к нарушению правильного распределения отбросов. Как только в пространство между электродами вводится сетка, играющая роль катода, это нарушение должно исчезнуть. Действительно, в этом случае над сеткой мы будем иметь как бы ток насыщения. В верхней половине пропорционального счетчика ионизации ударом не будет; поэтому все электроны (независимо от того, в каком месте они созданы) в области сильного поля будут проходить один и тот же путь. Кривые рис. 155 подтверждают это объяснение.

Для того, чтобы составить себе некоторое представление о механизме усиления тока в пропорциональном счетчике, можно воспользоваться уравнениями Таунсенда для плоского конденсатора. Легко видеть, что в пропорциональном счетчике Циприха мы будем иметь случай подобного плоского конденсатора.

Как указано выше, уравнение Таунсенда для случая $\gamma=0$ будет иметь следующий вид:

$$i = i_0 \frac{(z - \beta) e^{(z - \beta) d}}{\alpha - \beta e^{(z - \beta) d}} \quad (1)$$

Напомним, что β — коэффициент ионизации молекул газа положительными ионами, α — коэффициент ионизации электронами, d — расстояние между электродами и наконец i_0 — ток с катода, созданный действием какого-либо постороннего источника. В данном случае i_0 есть ток, обусловленный первоначальной ионизацией, которая создается α -частицей за катодом. В том случае, когда $\beta=0$, мы получаем простое выражение:

$$i = i_0 e^{\alpha d} \quad (2)$$

Для того, чтобы установить, какую роль здесь играет процесс ионизации ударом электронами и ионами, Циприх произвел экспериментальное исследование зависимости i от i_0 для различных расстояний между сеткой и анодом. При этом, для сохранения

постоянства α и β , сила поля $E = 2040$ В/см и давление $p = 18$ мм Hg поддерживались постоянными. Полученный им результат представлен на рис. 156. По оси ординат отложено отношение I к I_0 , по оси абсцисс — расстояние между сеткой и анодом в миллиметрах. Каждая точка кривой соответствует среднему значению отношения $\frac{I}{I_0}$, полученному при исследовании от 180 до 200 α -частиц. Из рисунка видно, что уравнение $i = i_0 e^{\alpha d}$, эквивалентное усилению тока только за счет ионизации ударом электронов, выполняется лишь при малых d . Если, образовав отношение i_1 и i_2 для каких-либо расстояний d_1 и d_2 , вычислить значение a , то последнее окажется хорошо совпадающим с известными данными. Подставляя это a в уравнение (2) и вычисляя ход кривой i для больших расстояний, Циприх получил кривую, изображенную на рисунке пунктиром. Действительные же значения тока (т. е. величины отброса) пре восходят вычисленные, начиная примерно с коэффициента усиления, близкого к 150—200. Это указывает на то, что, начиная примерно с этого момента (при данном давлении и напряженности поля), в усилении тока участвуют положительные ионы, производящие ионизацию в газе и вырывающие электроны из катода. Справедливость последнего утверждения легко проверить тем же способом. Вычислив β из какого-либо значения тока i при $d = d_1$, можно подставить найденное значение β в уравнение (1) и снова построить теоретическую зависимость i от d . Результат подобного вычисления представляет собой вторую линию (пунктир с точками), идущую опять-таки ниже экспериментальных точек. В нижней части эта кривая, наоборот, хорошо совпадает с экспериментальными точками. Из этого следует, что кроме объемной ионизации положительные ионы в плоском пропорциональном счетчике вырывают электроны из катода. Какую роль в цилиндрическом счетчике играют эти факторы, в настоящее время еще не ясно. Во всяком случае надо иметь в виду, что цилиндрический пропорциональный счетчик как бы эквивалентен двойному плоскому счетчику Циприха. Действительно, в силу геометрии поля он также как бы разделен на две части. Следует ожидать, что и в цилиндрических пропорциональных счетчиках небольшие коэффициенты усиления (порядка 100) будут обусловлены главным образом действием электронов. Это в частности можно за

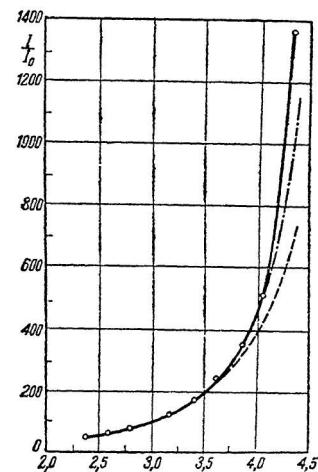


Рис. 156.

ключить из того, что при таких небольших коэффициентах усиления величина последнего не зависит от i_0 . Наоборот, эта зависимость весьма сильно выражена при потенциалах, близких к разрядному. Существенное отличие цилиндрического пропорционального счетчика состоит в том, что там вряд ли возможно вырывание электронов положительными ионами. Поэтому большие коэффициенты усиления следует приписать большим значениям β вблизи от нити.¹

Как уже выше было указано, с помощью пропорционального счетчика Циприха можно работать не только с α -частицами или протонами, но даже считать отдельные электроны. Это было показано в ряде работ Циприха [11] и других авторов. Однако столь большая чувствительность характерна не только для плоских пропорциональных счетчиков. Легко видеть, что измерение ионизации, создаваемой β -частицами, может быть осуществлено также и с помощью обычного цилиндрического счетчика. Действительно, при коэффициенте усиления порядка 10^4 один электрон создает на аноде заряд 10^{-15} кулонов. При емкости 3—5 см это обуславливает изменение потенциала нити электрометра на величину 10^{-8} вольта, что может быть замечено. Как видно из рис. 149, получение больших коэффициентов усиления в цилиндрическом пропорциональном счетчике легко достигается простым увеличением потенциала. При этом, однако, будет возрастать число темновых импульсов, даваемых пропорциональным счетчиком. Величина этого фона без облучения при малых коэффициентах усиления (порядка 10^2 — 10^3) обусловлена радиоактивными загрязнениями металла стенок пропорционального счетчика. Можно считать, что в среднем 1 см² поверхности дает 1 α -частицу в час. Естественно, что по мере увеличения чувствительности пропорциональный счетчик начнет регистрировать сначала медленные электроны с большой удельной ионизацией, а затем и более быстрые частицы. Вблизи от V_z величина фона возрастает очень резко:

Один из наиболее существенных недостатков пропорциональных счетчиков, затрудняющий их широкое применение, состоит в резкой зависимости коэффициента усиления от величины напряжения. Из рис. 149 ясно, что даже ничтожные изменения разности потенциалов при большом коэффициенте усиления сильно изменяют величину тока. Так, например, рисунок 149 показывает, что при $k \sim 10^4$ изменению напряжения на 1 вольт соответствует изменение тока (или величины отброса) на 1—2%. Поэтому, если работа ведется при больших давлениях (что, как мы выяснили, особенно целесообразно), то при абсолютном значении величины потенциала в 4000—5000 вольт требуется устойчивость напряжения в пределах до десятых долей процента.

¹ Кроме того, возможно и вырывание электронов с катода под действием ультрафиолетового излучения, возникающего вблизи от нити.

Обеспечить такое постоянство напряжения можно несколькими способами, в частности использованием батареи сухих элементов. В последнее время для питания счетчиков Гейгер-Мюллера особенное распространение получили так называемые стабилизаторы Медикуса.

Применение этих стабилизаторов позволяет в качестве источника питания использовать любую высоковольтную выпрямительную установку. Медикус [12] показал, что для этой цели пригодна даже катушка Румкорфа, с обычным электромагнитным прерывателем. Схема, применяемая Медикусом, изображена на рис. 157. Сам стабилизатор Медикуса представляет собой коронирующий разрядный промежуток (обозначен на рис. буквой S),

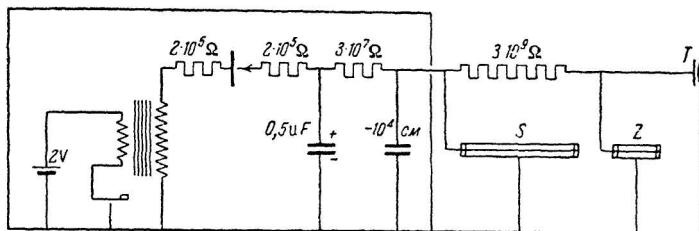


Рис. 157.

включенный последовательно с высокоомным сопротивлением. Буква T обозначает статический вольтметр, а Z — счетчик. В качестве разрядного промежутка обычно используется длинная металлическая трубка с аксиально натянутой нитью, т. е. просто очень длинный счетчик Гейгер-Мюллера. Для получения той степени устойчивости, которая необходима при исследовании, например, β -частиц с помощью пропорциональных счетчиков, удобнее пользоваться двухкаскадным стабилизатором Медикуса.

Одним из авторов настоящей книги было показано, что при малом расходе тока в цепи стабилизированного напряжения последовательное включение стабилизаторов гораздо выгоднее параллельного. Это непосредственно следует из теории работы стабилизаторов и сравнения степени стабилизации в обоих этих случаях. Не имея возможности входить здесь в подробное рассмотрение указанных вопросов, мы приведем лишь формулу для расчета степени стабилизации, а также схему двухкаскадного стабилизатора. Здесь R_1 и R_2 сопротивления, S_1 и S_2 две последовательно включенные трубы стабилизатора E ; электрометр на сопротивлении R в цепи нити счетчика V_{st} означает стабилизированное напряжение (рис. 158).

Как показано Векслером,¹ степень стабилизации W , т. е. отношение изменения напряжения на входе стабилизатора к

¹ Напечатано в Журн. технической физики, 1938.

изменению стабилизированного напряжения, выражается следующей формулой: $W = (K'' + 1)(K' + 1)$, где K'' есть отношение внешнего сопротивления второго стабилизатора к внутреннему сопротивлению коронирующей трубки и K' — соответствующая величина для первого каскада стабилизатора. Величина W непосредственно указывает, насколько должно измениться напряжение, питающее стабилизатор, чтобы напряжение на выходе, т. е. стабилизированное напряжение, изменилось на 1 вольт. В цитированной уже работе Исаева и Ступникова показано, что с помощью двухкаскадного стабилизатора можно работать с пропорциональным счетчиком при потенциалах за несколько вольт до потенциала зажигания самостоятельного разряда. При не слишком больших напряжениях, порядка 2800 вольт, полученная ими степень стабилизации W равна 3000, т. е. изменению нестабилизированного напряжения на 100% соответствует изменение напряжения после

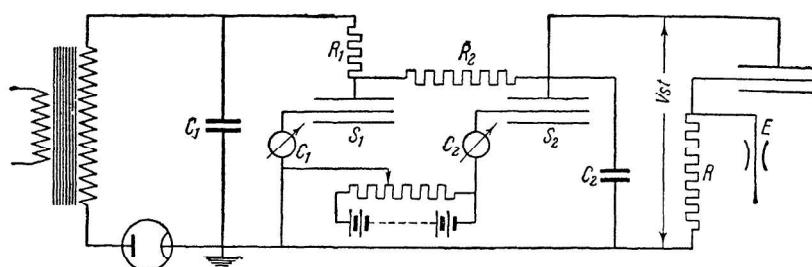


Рис. 158.

стабилизатора всего на 1 вольт. Недостатком двухкаскадного стабилизатора Медикуса является то, что при использовании его невозможно полностью экранировать установку от внешних помех. Кроме того, для получения расчетной стабилизации степени необходим отжиг стабилизатора, так как в противном случае стабилизированное напряжение меняется с температурой. Поэтому в тех случаях, когда с помощью пропорционального счетчика (или обычных счетчиков Гейгер-Мюллера) регистрируется небольшое число импульсов, все же приходится пользоваться батареями и целиком помещать всю установку в металлическую вземленную кабину.

Линейные усилители

Рассмотрим теперь линейные усилители, основанные на использовании радиосхем.

Если сильно ионизующая частица попадает в ионизационную камеру, то образованные ею ионы создают на электроде камеры импульс напряжения. Пусть α -частица в камере с давлением в 1 атмосферу проходит путь ~ 1 см. Тогда она образует ис-

сколько десятков тысяч пар ионов. При электрической емкости камеры $C \sim 10$ см это создаст импульс напряжения в 10^{-4} вольта. Грейнахер в 1926 г. первый показал [13], что такие импульсы могут регистрироваться надлежащим образом подобранной радиотехнической схемой. В дальнейшем этот метод регистрации частиц был усовершенствован рядом авторов и, в частности, Вини-Вильямсом и Вардом [14]. Разработанный этими авторами пропорциональный или линейный радиотехнический усилитель (называемый теперь часто усилителем Вини-Вильямса) получил за последние годы довольно широкое распространение, главным образом в работах по нейтронам. Не вдаваясь в детали, мы дадим здесь краткое описание принципов его устройства и действия.

Установка с линейным усилителем представляет собой обычную небольшую ионизационную камеру, внутренний электрод которой присоединен к входу усилителя. Ионизационную камеру вместе с первой лампой можно представить следующей эквивалентной схемой (рис. 159). Здесь r — утечка сетки первой лампы и C — эквивалентная емкость. Обозначим через q полный заряд ионов, приходящий на электрод ионизационной камеры при одном импульсе, и через T — время накопления этого заряда. Тогда не трудно видеть, что нарастание напряжения E_t на конденсаторе C будет описываться уравнением:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{E_t}{r} + C \frac{dE_t}{dt}.$$

Можно показать, что при $t < T$ решением этого уравнения будет выражение:

$$E_t = \frac{rq}{T} \left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right)^{\frac{T}{rC}} \quad (3)$$

При $t = T$ нарастание напряжения на конденсаторе прекратится, и в дальнейшем будет происходить только разряд конденсатора через сопротивление r . Потенциал во время разряда, т. е. для $t > T$, будет определяться формулой:

$$E_t = \frac{rq}{T} \left(1 - e^{-\frac{T}{rC}}\right) e^{-\frac{t-T}{rC}}. \quad (4)$$

Таким образом, потенциал сетки первой лампы описывается выражениями (3) и (4). На рис. 160 приведены кривые для зависимости этого потенциала от времени для различных значений rC . По оси ординат отложены % потенциала от q/C , по оси абсцисс — время в T . Из рисунка видно, что, как и следовало ожидать, с увеличением rC потенциал сетки растет. Однако при этом увеличивается и длительность импульса и, тем самым, уменьшается разре-

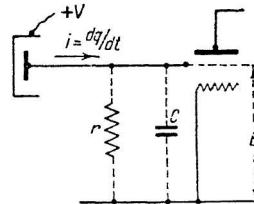


Рис. 159.

шающая способность схемы. Кривые рис. 160 показывают, что наиболее удобным значением r является $1 - 2 \frac{T}{C}$. В установке Винн-Вильямса и Варда градиент поля в камере был 800 V/cm . Как показало осциллографирование, этому соответствовало $T = 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. (Для уменьшения T можно прибегнуть к увеличению напряжения, высасывающего ионы из камеры. Но в обычных условиях $T = 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$. оказывается достаточно малым.) Из этого значения T для r (при $C = 10 \text{ см}$) получаем наивыгоднейшее значение $\sim 10^7 \Omega$.

Однако практически работать при такой утечке сетки нельзя, вследствие так называемого эффекта Джонсона [16]. Он заключается в том, что тепловое движение электронов в проводнике создает на концах сопротивления скачки напряжения, величина которых определяется сопротивлением и температурой, при которой оно находится.

В условиях Винн-Вильямса и Варда величина этих флуктуаций напряжения при $r \sim 10^7 \Omega$ составляла $3 \cdot 10^{-5} \text{ вольт}$, т. е. достигала нескольких десятых долей от импульса, даваемого частицами. В связи с этим, в утечку сетки

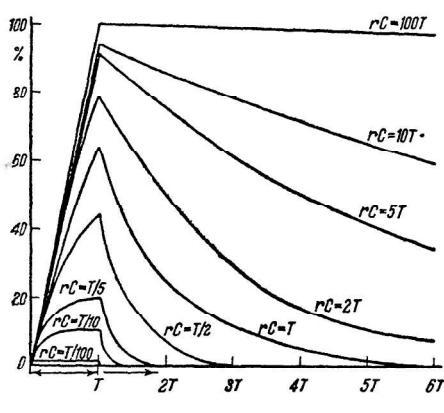


Рис. 160.

приходится ставить значительно большее сопротивление. Дело в том, что при очень больших сопротивлениях, т. е. при малой концентрации свободных носителей тока, величина эффекта Джонсона падает. На рис. 161 приведена кривая, дающая зависимость величины эффекта Джонсона от сопротивления (по данным Нейцерта [17]). На оси ординат отложен средний ток после усиления (в мА), обусловленный эффектом Джонсона, на оси абсцисс — входное сопротивление r . Мы видим, что как раз недалеко от сопротивления $10^7 \Omega$ величина эффекта Джонсона достигает максимума и затем быстро падает.

Ввиду этого, в линейных усилителях ставятся очень большие сопротивления; обычно роль такого сопротивления играет внутривакуумное сопротивление — сетка-нить. rC при этом получается порядка $2 - 5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, но зато эффект Джонсона практически не сказывается. Естественно, что это сильно уменьшает разрешающую способность первого каскада. Чтобы компенсировать это, постоянная времени второго каскада делается меньшей. В установке Винн-Вильямса и Варда, где не требовалось особенно большой разрешающей способности, r и C второго каскада были

соответственно: $2.5 \cdot 10^5 \Omega$ и $6 \cdot 10^{-3} \mu\text{F}$. Этот прием позволяет достичнуть достаточно большой разрешающей способности и обойти затруднения, связанные с эффектом Джонсона. Постоянные времени остальных каскадов делаются большими — порядка 0.2 сек. ($r = 2.5 \cdot 10^5 \Omega$ и $C = 0.1 \mu\text{F}$).

Естественно, что наибольшие требования предъявляются к первой лампе. Электроды ее должны иметь по возможности наиболее жесткое крепление для уменьшения микрофонного эффекта; она должна иметь катод, работающий при низкой температуре, низкое анодное и сеточное (экранной сетки) напряжение, большое межэлектродное сопротивление и хороший вакуум. Опыты показали, что для уменьшения Шротт-эффекта (флуктуаций анодного тока) напряжение накала должно быть нормальным. Наоборот, анодное напряжение должно быть пониженным, так как при этом уменьшается ионизация остаточного газа, а это также ведет к уменьшению Шротт-эффекта. Вообще наличие Шротт-эффекта является серьезным затруднением, обусловливающим предел уменьшения постоянной времени второго каскада.

Выше уже отмечалось, что импульс напряжения на входе, создаваемый частицей, имеет величину порядка 10^{-4} вольт. Для приведения в действие регистрирующего прибора на сетку выходной лампы надо подавать импульс порядка 10 вольт. Таким образом, полный коэффициент усиления (считая и усиление, даваемое выходной лампой) должен быть порядка 10^6 . Для целого ряда задач существенно, чтобы это усиление было линейным. Для выполнения этих требований наиболее удобным является усилитель на сопротивлениях. Поэтому, в подавляющем большинстве схем линейного усилителя, связи между каскадами осуществляются с помощью анодных сопротивлений и переходных емкостей. В усилителе обычно делается 4 каскада, работающих в усилительном режиме; в качестве 5-го каскада ставится либо тиатрон, либо специальная мощная выходная лампа. Для более спокойной работы коэффициент усиления первой лампы берется значительно меньшим (5—10), чем у остальных каскадов (~ 50).

Каскады усилителя экранируются друг от друга самым тщательным образом. Первая лампа должна быть хорошо амортизирована (например, подвешена в ящике на резинках); ящик в свою

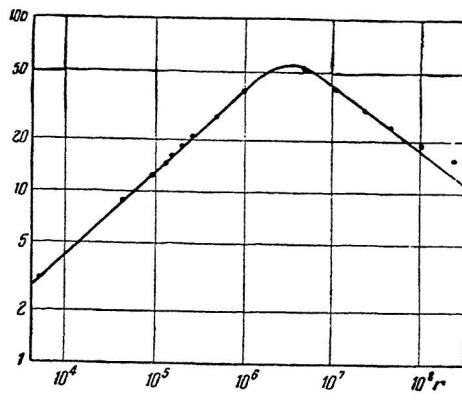


Рис. 161.

очередь ставится на резиновую, надутую воздухом, подушку. Но и в этом случае для правильной работы усилителя требуется отсутствие сотрясений. Финк указывает [18], что работа мотора, находящегося по соседству с линейным усилителем, при больших числах оборотов дает дополнительные импульсы даже в том случае, если усилитель собран на американских лампах.

В тех случаях, когда задачей является определение только числа сильно ионизующих частиц, на выходе усилителя ставится тиатрон, включающий механический счетчик (нумератор). Тогда же, когда исследуется распределение частиц по создаваемой ими ионизации, в усилитель включается осциллограф или струнный гальванометр, записывающий отбросы на движущейся фотографической ленте. Пример подобной записи, полученной Деннингом, приведен на рис. 162. В камеру при получении этой записи попадали протоны, выбитые из парафина нейтронами, образован-



Рис. 162.

ными при действии α -частиц эманации на Ве. Величина пиков (длина вертикальных черных линий) пропорциональна величине начального импульса, создаваемого протоном в ионизационной камере. Основная черная полоса на снимке — фон, создаваемый вторичными электронами от γ -лучей. Черные точки — отметка времени (интервал 1 сек.).

Для работы с линейным усилителем применяются обычные ионизационные камеры малых размеров (для уменьшения емкости). В последнее время, в работах с медленными нейтронами, внутренние стени камеры часто покрываются бором или литием (например, негигроскопичным углекислым литием Li_2CO_3). Медленные нейтроны, поглощаясь бором или литием, вызывают расщепления этих ядер, при которых внутри камеры вылетают α -частицы. Измеряя с помощью линейного усилителя число вылетавших α -частиц, можно определить и число нейтронов, попавших в камеру. Для уменьшения фона от γ -лучей камеры делаются по возможности из тонких листов легкого материала (например алюминия).

В качестве конкретного примера линейного усилителя приведем схему усилителя, собранного в Ленинградском государственном университете.

ственном Радиевом институте К. А. Петржаком¹ (рис. 163). В первом, втором, третьем и четвертом каскадах поставлены лампы СО-124. Выходной лампой служит УБ 132. Экранированные лампы взяты потому, что они имеют малую емкость и большой коэффициент усиления. То обстоятельство, что они имеют косвенный накал, увеличивает равномерность эмиссионного тока и тем самым понижает уровень шумов в лампе. Накал, однако, приходится давать от аккумулятора, так как при осуществлении накала переменным током в усилителе возникает генерация.

Анодное напряжение на первую лампу (16—20 вольт) и на экранную сетку подавалось от батарей аккумуляторов. Источником анодного напряжения для остальных ламп служил выпрямитель на 400 вольт.

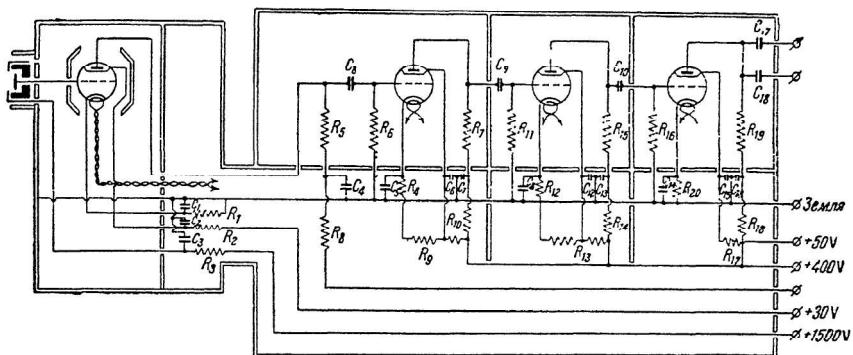


Рис. 163.

Лампы для первых двух каскадов для улучшения изоляции между выводами расщеколевывались; анодные сопротивления изготавливались из манганиновой проволоки. Конденсаторы для первых двух каскадов были заново переварены в парафине.

Расчетные коэффициенты усиления отдельных каскадов были: $K_1 = 5$; $K_2 = 50$; $K_3 = 50$; $K_4 = 10$; $K_5 = 10$. Для проверки линейности усилителя был проделан следующий опыт: перед ионизационной камерой (в которой было сделано небольшое отверстие) на расстоянии 4 см от передней стенки ставился небольшой препарат полония (испускающий α -частицы с пробегом в 3.92 см). Затем препарат постепенно придвигался к ионизационной камере так, чтобы концы пробегов частиц входили в камеру на различную глубину. По кривой, выражющей зависимость числа пар ионов от величины пробега частиц в камере, вычислялось напряжение на сетке первой лампы. Выходное напряжение измерялось с помощью катодного осциллографа с чувствительностью 2 мм/вольт. Как показали результаты этого

¹ Авторы приносят благодарность К. А. Петржаку за разрешение использовать еще неопубликованные данные.

опыта, условие пропорциональности между начальным и выходным напряжением выполнено.

Как уже отмечалось, большое преимущество линейных усилителей по сравнению с обычными счетчиками заключается не только в том, что они дают возможность определять число сильно ионизирующих частиц в присутствии интенсивного γ -излучения, но и в том, что с их помощью можно измерять ионизацию, созданную отдельными частицами. Таким образом усилители позволяют производить те же измерения, что и описанные выше пропорциональные счетчики, основанные на использовании газового усиления. Некоторое преимущество, которым по сравнению с этими последними обладают линейные усилители, состоит в следующем. Для ионизационной камеры, соединенной с линейным усилителем, не требуется такого высокого, а главное — столь постоянного напряжения, как для пропорционального счетчика. Кроме того ионизационная камера для линейного усилителя может быть сделана любой формы (и в частности — плоской).

Но, с другой стороны, радиотехническая схема в пропорциональном счетчике должна давать значительно меньше усиления, чем в линейном усилителе. Поэтому она оказывается значительно проще, устойчивее и удобнее в работе, чем усилитель с коэффициентом 10^6 . В связи с этим использование линейного усилителя в экспедиционных условиях, или, например, соединение нескольких линейных усилителей вместе по схеме совпадений является весьма трудной задачей (по крайней мере, при осуществлении ее на обычных экранированных лампах). С пропорциональным же счетчиком это не представляет особых затруднений.

Но главное преимущество пропорционального счетчика заключается в его большой чувствительности. Выше мы видели, что импульс, создаваемый сильно ионизующей частицей при использовании в камере пробега в несколько миллиметров, всего на один порядок величины превышает практически неизбежные флуктуации напряжения в первой лампе. Поэтому, с помощью линейного усилителя измерение ионизации, создаваемой отдельным электроном, невозможно. Пропорциональный же счетчик, несомненно, может быть использован и для таких измерений.

В последнее время для измерения очень малых токов все большее применение начинают получать так называемые электрометрические лампы. В ряде случаев их с успехом используют для измерений ионизаций, создаваемых быстрыми частицами (см. например Монтгомери [20]), для изучения процессов расщепления ядер и т. п. Не имея возможности здесь давать подробное описание устройства этих ламп, укажем только, что благодаря очень низкому анодному напряжению — 6—8 вольт, тщательной изоляции сетки и пр., сеточное сопротивление этой лампы достигает 10^{14} .

Благодаря этому лампа может быть использована в качестве электрометра.

ЛІТЕРАТУРА

1. E. Rutherford a. H. Geiger. Proc. Roy. Soc. A. 81, 141. 1908.
2. H. Geiger a. E. Rutherford. Phil. Mag. 24, 618. 1912.
3. P. Preisler. Zt. f. Phys. 53, 857. 1929.
4. H. Geiger u. O. Klemperer. Zt. f. Phys. 49, 753. 1928.
5. Franz. Zt. f. Phys. 63, 370. 1930.
6. H. Klarmann. Zt. f. Phys. 87, 411. 1934.
7. H. Zahn u. H. Geiger. Handb. d. Phys. Bd. XXII/2, 163. 1933.
8. B. Векслер и Б. Исаев. Ж. Э. Т. Ф. 5, 970. 1935.
9. B. Векслер и Б. Исаев. ДАН III, 369. 1936.
10. B. Zipprich. Zt. f. Phys. 85, 592. 1933.
11. B. Zipprich. Zt. f. Phys. 96, 328. 1935; 96, 337. 1935.
12. G. Medicus. Zt. f. techn. Phys. 8, 304. 1933.
13. H. Greinacher. Zt. f. Phys. 36, 364. 1926.
14. C. E. Wynn-Williams a. F. A. B. Ward. Proc. Roy. Soc. A. 139, 391. 1931.
15. R. Ortner u. G. Stetter. Zt. f. Phys. 54, 449. 1929.
16. I. B. Johnson. Phys. Rev. 29, 367. 1927; 32, 97. 1928.
См. также В. Л. Грановский. Электрические флюктуации. ОНТИ. 1936.
17. C. Neitzert. Physics. 5, 292. 1934.
18. G. Fink. Phys. Rev. 50, 738. 1936.
19. I. R. Dunning. Phys. Rev. 46, 586. 1934.
20. G. Montgomery, D. Montgomery, E. Ramsey, W. Swann. Phys. Rev. 50, 403, 1936.

ГЛАВА V

КАМЕРА ВИЛЬСОНА

Камера Вильсона является одним из самых замечательных современных физических приборов. Наиболее интересной и характерной особенностью ее является то, что она дает возможность изучать механизм отдельного элементарного акта. С ее помощью можно получить наглядную картину таких процессов, как движение отдельного электрона в газе, расщепление ядра α -частицей, столкновения двух протонов и т. п. В противоположность этому, даже такой прибор, как счетчик Гейгер-Мюллера, регистрирующий отдельный электрон, дает возможность определить лишь число пролетающих через него частиц (но и то только в том случае, если они пролетают разновременно). Получить же полную картину отдельного элементарного акта с помощью счетчиков невозможно. А такие приборы, как фотоэлементы, термоэлементы, радиометры, электроизмерительные инструменты и пр., дают лишь усредненный результат большого числа элементарных процессов. Поэтому для современной физики, стремящейся к изучению отдельного элементарного акта, камера Вильсона является одним из наиболее эффективных средств исследования.

Камера Вильсона была впервые сконструирована в 1912 г. английским ученым Ч. Т. Р. Вильсоном. Впоследствии было предложено много различных видоизменений камеры, основанных на том же принципе использования адиабатического расширения для конденсации паров жидкостей на ионах. Поэтому, прежде чем перейти к описанию различных конструкций камеры, вкратце рассмотрим явление конденсации паров жидкостей.

Конденсация паров

Как известно, газы при адиабатическом расширении охлаждаются. Если в газе имеется примесь насыщающих паров какой-либо жидкости, например воды, то при определенной степени расширения происходит конденсация этих паров в виде мелких капелек тумана. Определим пересыщение S , необходимое для конденсации пара на центрах конденсации с радиусом r , как отношение давления P пара, насыщающего пространство над по-

верхностью с радиусом кривизны r , к давлению p пара, насыщающего пространство над плоской поверхностью, т. е.

$$S = \frac{P}{p}. \quad (1)$$

Величина S может быть определена из формулы Томсона:

$$\sigma RT \lg S = \frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4}. \quad (2)$$

Здесь σ есть плотность жидкости, R — газовая постоянная, отнесенная к единице массы пара, T — абсолютная температура, α — поверхностное натяжение жидкости и e — заряд ионов, на которых происходит конденсация. При выводе этой формулы был отброшен член с $\frac{da}{dr}$, учитывающий зависимость поверхностного натяжения от радиуса капель. Если центры конденсации не имеют электрического заряда, то в формуле (2) e надо положить равным 0; зависимость S от r для этого случая изображена на рис. 164 кривой I. Для ионов с зарядом $e = 4.77 \cdot 10^{-10}$ эл.-стат. ед. в случае паров воды эта зависимость дается кривой II.

При значении $r = \sqrt[3]{\frac{e^2}{4\pi\alpha}}$ S достигает максимального значения S_{\max} , равного для воды 4.2. Если в газе имеются центры конденсации относительно больших размеров (например пылинки, частицы дыма и т. п.), то образование капелек происходит уже при небольших значениях пересыщения; причем необходимая степень пересыщения не зависит от того, несут ли эти центры конденсации электрический заряд или нет. В чистом же газе конденсация сначала происходит на ионах и лишь при увеличении пересыщения капли начинают образовываться и на незаряженных центрах. Если образовавшаяся на заряженном центре капля имеет радиус больший, чем некоторое r_c , соответствующее максимальному значению S , то она будет автоматически расти до тех пор, пока в пространстве поддерживается необходимое пересыщение. Поэтому, такие капли легко могут достигать размеров, видимых невооруженным глазом.

Опыт показывает, что радиусы молекулярных комплексов, образующихся вокруг ионов и являющихся центрами конден-

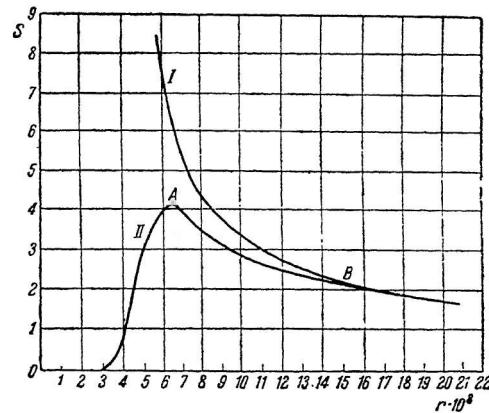


Рис. 164.

сации, в несколько раз превышают радиусы молекул. Величина их как раз лежит в интервале AB (рис. 164); это дает возможность подобрать такое пересыщение, что конденсация паров происходит только на заряженных центрах. На этом и основан принцип работы камеры Вильсона.

Быстро движущаяся заряженная частица (например α -частица, электрон) при своем движении через газ ионизует молекулы газа. Поэтому на пути этой частицы в газе образуется цепочка ионов. Вокруг этих ионов возникают молекулярные комплексы, служащие центрами конденсации. Поэтому, если в газе в момент пролетания частицы создать соответствующее пересыщение каких-либо паров, то на пути частицы конденсируются капельки жидкости и след частицы «проявляется» в виде туманной полоски.

На практике обычно рабочей частью камеры является замкнутый сосуд с начальным объемом v_1 . В этом объеме, помимо основного газа, находятся насыщающие пространство пары какой-либо жидкости, чаще всего воды или спирта. Необходимое пересыщение паров создается адиабатическим расширением газа от объема v_1 до объема v_2 .

Легко связать пересыщение $S = \frac{P}{p}$ с расширением $k = \frac{v_2}{v_1}$.

Заменим давление пара P над капельками с радиусом r величиной $a\rho'$; a есть коэффициент пропорциональности и ρ' — плотность пара непосредственно после расширения, т. е. в тот момент, когда вследствие адиабатического расширения абсолютная температура газа и пара понизилась от значения T_1 до значения T_2 и пар не успел еще нагреться после охлаждения. В этот момент начинают образовываться капельки с радиусом r . p будет равно $a\rho_2$, где ρ_2 есть плотность пара над плоской поверхностью при той же температуре T_2 . Тогда:

$$S = \frac{\rho'}{\rho_2} \quad (3)$$

Так как расширение происходит быстро, то мы можем пренебречь испарением жидкости за время расширения и положить:

$$\frac{\rho'}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (4)$$

где ρ_1 есть плотность пара до расширения, т. е. при объеме v_1 и температуре T_1 . Подставляя в (3) значение ρ' из (4), получаем:

$$S = \frac{\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2} \quad (5)$$

Еще в 1888 г. Шау [2] показал, что практически плотность водяного пара в присутствии воздуха при комнатных температурах зависит от давления пара и температуры так, как если бы

это был идеальный газ. Поэтому приближенно мы можем положить:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} \quad (6)$$

Здесь p_1 и p_2 есть давление пара (над плоской поверхностью) при температурах T_1 и T_2 . С другой стороны, зависимость температуры от объема газа при адиабатическом расширении, как известно, может быть выражена в следующем виде:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1} \quad (7)$$

где здесь есть отношение удельной теплоемкости газа при постоянном давлении к удельной теплоемкости при постоянном объеме.

Из формулы (5) с помощью (6) и (7) мы легко получаем:

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\gamma} \quad (8)$$

$$S = \frac{p_1}{p_2} \frac{1}{k^{\gamma}} \quad (8')$$

Как показывает опыт, значения k для конденсации паров на положительных и отрицательных ионах оказываются несколько различными. Возможно, что это связано с тем, что молекулярные комплексы, образующиеся вокруг ионов разных знаков и являющиеся центрами конденсации, имеют несколько различные размеры. В табл. 13, взятой из статьи Пшибрама в *Handbuch der Physik. Bd. XXII*, приведены значения k и S для паров некоторых жидкостей.

Таблица 13

Жидкость	Значение k для конденсации на		Значение k для конденсации на незаряженных центрах (образование общего тумана)	S эксперим. (для конденсации на ионах)	S теоретич. (для конденсации на ионах)
	отрица- тельных ионах	положи- тельных ионах			
Вода	1.25	1.31	1.38	4.2	4.2
Метиловый спирт	1.31	1.25	1.38	2.3	2.4
Этиловый спирт	1.20	1.17	1.25	2.3	1.92
Четыреххлористый углерод .	1.89		—	—	—

Из таблицы видно, что для работы камеры Вильсона, например, с парами воды, k должно иметь значение между 1.31 и 1.38.

Но, как показал Пшибрам еще в 1909 г. [3], можно подобрать такую смесь жидкостей, что расширение, необходимое для кон-

денсации паров смеси, оказывается меньше, чем для конденсации паров компонент смеси. На рис. 165 изображена полученная Пшибрамом кривая зависимости расширения, необходимого для начала конденсации паров на ионах, от процентного состава смеси вода — этиловый спирт. Как видно из кривой, при использовании смеси, состоящей примерно из 50% спирта и 50% воды, расширение получается заметно меньше, чем для чистого спирта. Пшибрам указывает, что качественно такой ход зависимости расширения k или, соответственно, пересыщения S от концентрации спирта можно понять на основе формулы (2). Действительно, α при больших концентрациях спирта увеличивается очень медленно с увеличением количества воды в смеси. С другой стороны, плотность жидкости σ и газовая постоянная R , относенная к единице массы пара, также увеличиваются с увеличением процента содержания воды. Скорости изменений этих величин оказываются сравнимыми между собой, и поэтому при некоторой промежуточной концентрации S оказывается минимальным. С этой точки зрения наличие минимума на кривой рис. 165 можно по-

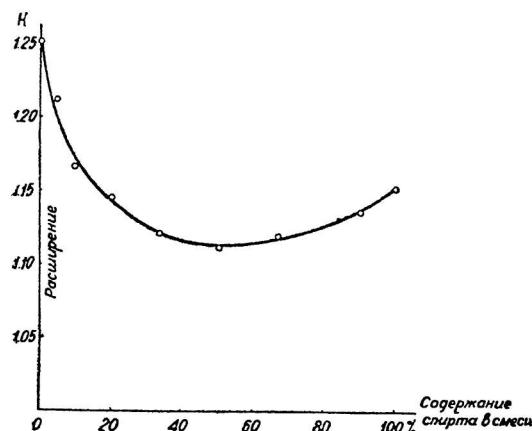


Рис. 165.

нять, не прибегая к предположению о зависимости радиуса центров конденсации от состава смеси.

Аналогичную зависимость расширения от состава смеси вода — метиловый спирт обнаружили Фрёмке, Блумквист и Андерсон [4]. Они также нашли, что примерно для 50% смеси воды и метилового спирта требуется меньшее расширение, чем для каждой из компонент смеси. В качестве одного из возможных объяснений этого явления эти авторы выдвигают предположение об образовании в смеси паров жидкостей более крупных центров конденсации («Koaleszenztheorie»). Наличие минимального расширения для смеси определенного состава имеет большое значение, так как для работы камеры Вильсона по целому ряду причин желательно брать возможно меньшее расширение. Поэтому в работах последнего времени смесь спирта и воды применяется очень часто.

Из формулы (8') вытекает, что величина k зависит от χ , т. е. не только от свойств жидкости, но и от свойств газа, наполняю-

щего камеры. Это заключение также оправдывается на опыте. В табл. 14 приведены значения χ для различных газов и соответствующие им величины k (по данным Л. Мейтисер [5]). Камера в этих опытах работала с парами воды.

Строго говоря, величина χ зависит и от газа и от пара жидкости, наполняющих камеру. Если χ_1 и χ_2 есть значения $\frac{C_p}{C_v}$ для газа и пара, то χ в формуле (8') вычисляется из значений χ_1 и χ_2 по правилу смешения (с учетом давления пара и газа). В обычных условиях давление газа много больше давления пара. Поэтому χ практически равно χ_1 .

Но при работе с пониженным давлением это обстоятельство оказывается заметным образом. Так, например, χ_1 для воздуха = 1.4, а χ_2 для водяного пара = 1.3. Поэтому при понижении давления воздуха χ уменьшается, и значение k , необходимое для получения хороших следов, увеличивается. В табл. 15 приведены значения k в зависимости от давления, найденные экспериментально Петровой при работе с β -лучами для воздуха с водяным паром [6].

Таблица 14

Газ	χ	k
Аргон	1.667	1.19
Азот	1.41	1.32
Углекислота .	1.30	1.41

Таблица 15

Давление воздуха в камере в см Hg	k	Давление воздуха в камере в см Hg	k	Давление воздуха в камере в см Hg	k
76	1.32	10.56	1.44	4.26	1.72
18.95	1.32	7.26	1.49	3.96	1.75
41.83	1.38	5.46	1.63	2.94	2.08

Как видно из таблицы, качественно формула (8') хорошо оправдывается на опыте. Количественно, однако, получается некоторое расхождение: при наиболее низких давлениях расширение оказалось больше, чем это следует из формулы (8'). Это объясняется тем, что при малых давлениях следы становятся размытыми вследствие большой скорости диффузии; кроме того, при малых давлениях число ионов на единицу длины следа также уменьшается, и для получения наиболее отчетливых следов приходится несколько увеличивать пересыщение.

Первая конструкция камеры Вильсона

Переходя к описанию различных конструкций камеры Вильсона, мы остановимся более подробно на первой конструкции камеры, разработанной самим Ч. Т. Р. Вильсоном [7]. Несмотря

на то, что этот первый тип камеры был предложен еще в 1912 г., он до сих пор сохраняет свое значение; при описании его мы можем разобрать основные принципы работы камеры.

На рис. 166 изображен схематический чертеж камеры Вильсона этого типа. Основной частью прибора является цилиндрическая камера *A* диаметром в 16.5 см. Сверху она закрыта толстым стеклом; боковые стенки ее образованы стеклянным цилиндрическим кольцом *C*. Дном служит поршень *P*. Камера *A* наполнена воздухом, насыщенным водяными парами. При быстром опускании поршня воздух в *A* адиабатически расширяется и водяные пары конденсируются на ионах, образовавшихся на пути пролетевших частиц. Поршень *P* сверху закрыт стеклом, на которое налит слой зачерненного желатина толщиной около 1 мм. Желатиновый раствор приготавляется по следую-

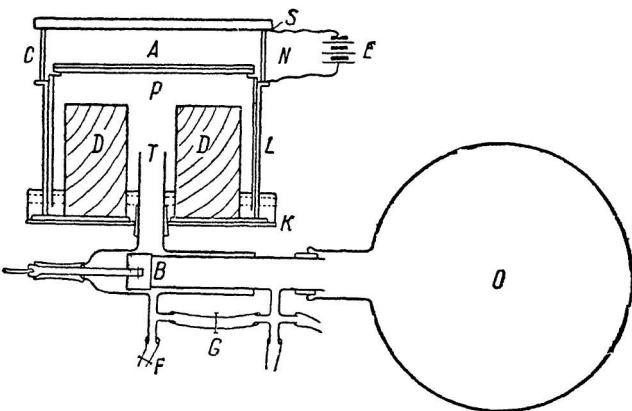


Рис. 166.

щему рецепту: 15% желатины, 2% борной кислоты (для предохранения желатины от загнивания)¹ и 3% туши. Верхнее стекло и боковые стенки изнутри также были покрыты тонким прозрачным желатиновым слоем (4% желатины и 1% борной кислоты). Стеклянное кольцо *C* приклеивается желатиной к металлическому цилинду *L*, внутри которого свободно ходит поршень *P*. Поршень этот представляет собой тонкостенный металлический цилиндр, закрытый сверху стеклом. Внешний цилиндр *L* установлен на тонком слое резины, покрывающем толстый латунный диск *K*. По краям этого диска сделаны бортики, и он образует таким образом плоский сосуд, в который налит слой воды высотой около 2 см. Вода эта служит запором, герметически отделяющим воздух в камере *A* от пространства под поршнем. Диск *K* укреплен на деревянной подставке, не изображенной на рисунке.

¹ Борная кислота может быть заменена суклемой.

В центре диска K сделано отверстие, через которое пропущена стеклянная трубка T диаметром около 2 см. Трубка T через клапан B соединена с откачиваемым сосудом O и трубкой F — с наружным воздухом.

Камера работает следующим образом: после сборки отверстие N в боковой стенке или верхней крышке открывается и поршень поднимается до нужной высоты посредством нагнетания воздуха через трубку F . Избыток воздуха уходит из камеры через N .¹ Затем отверстие N закрывается и остается закрытым на все время работы камеры. Зажимы F и G закрываются и сосуд O откачивается. Расширение производят, отдергивая клапан B за ручку, сообщая тем самым пространство под поршнем с эвакуированным сосудом O . Тогда поршень резко опускается под действием давления газа в A . Для уменьшения количества воздуха, проходящего через трубку T , и, следовательно, для увеличения резкости опускания поршня, в пространство под поршнем ставится деревянный цилиндр D . После расширения при закрытом клапане B , через зажим F под поршень снова впускается воздух, и поршень поднимается до прежней высоты. Таким образом, нижнее положение поршня задается размерами прибора, и для получения желаемого расширения k приходится подбирать верхнее положение поршня. В приборе Вильсона объем камеры в нижнем положении поршня был около 750 см³; расширение в большинстве опытов колебалось от 1.33 до 1.36. Высота камеры в нижнем положении поршня была около 3.7 см. Таким образом, при расширении поршень перемещался примерно на 1 см. Вообще следует заметить, что чем меньше перемещение поршня, тем меньше вихрей образуется около стенок, тем спокойнее работает камера. По этой причине не удается заставить работать очень глубокие камеры. Этим же объясняется то, что в последнее время вместо паров воды обычно применяются пары спирта или смеси спирта и воды, для которых, как мы видели, требуется значительно меньшее расширение, чем для паров воды. Кроме того, в тех случаях, когда это возможно, двухатомные газы заменяются одноатомными. Вследствие этой замены, как было уже отмечено, также уменьшается требуемое расширение. Это дает возможность увеличить начальную высоту камеры без увеличения перемещения поршня. Работать же с более глубокой камерой удобнее, чем с плоской, не только потому, что в глубокой камере пути частиц меньше ограничиваются дном и крышкой, но еще и потому, что в плоской камере очень трудно освободиться от попаданий

¹ При первых расширениях только что собранной камеры на имеющихся в воздухе пылинках конденсируются пары, и они оседают на дно камеры. Поэтому во время первых расширений в камере обычно получается густой туман, и рабочий режим устанавливается лишь после нескольких расширений. Опыт показывает, что камера Вильсона работает лучше (в ней меньше появляются «паразитарных» капелек, не связанных с ионами), если наполнить ее не комнатным воздухом, а предварительно очищенным газом.

в объектив фотоаппарата света, рассеянного дном и верхним стеклом камеры.

В ряде случаев, например при изучении поглощения частиц, внутрь камеры ставятся пластинки из различных веществ. Наличие таких пластинок сильно способствует образованию вихрей в камере. Поэтому для таких опытов использование смесей газа и пара, требующих минимальных расширений, является особенно желательным. При расширении в камере около стенок обычно образуется кольцо тумана. Возникновение его связано, вероятно, не только с вихрями и особым режимом конденсации около стенок, но, возможно, и с электризацией газа трением о стекла при расширении. Наличие этого кольца несколько уменьшает рабочий объем камеры, т. е. то пространство, в котором получаются отчетливые следы частиц.

Существенным условием, выполнение которого необходимо для работы камеры, является наличие электрического поля внутри камеры. Роль этого поля сводится к удалению из рабочего пространства ионов, имеющихся там перед расширением. В описываемой камере поле создавалось батареей E , один из концов которой присоединялся к цилиндру L , а другой — к станилевому кольцу S , вклеенному между стеклянным кольцом C и крышкой камеры. Таким образом, один из полюсов батареи соединялся через цилиндр L и поршень P с желатиновым слоем на поршне, а другой конец — через кольцо S — с желатинированной внутренней поверхностью стекла. Таким образом, внутри камеры создавалось однородное вертикальное электрическое поле. В опытах Вильсона напряжение батареи было 30—40 вольт. Направление поля существенной роли не играло. Необходимая влажность воздуха в A поддерживалась за счет воды, содержащейся в желатине.

В работах последнего времени верхнее стекло камеры обычно не покрывается желатиной. Это объясняется тем, что, как выяснилось, при работе камеры крышка изнутри покрыта тонким слоем влаги. Проводимость этого слоя оказывается достаточной для того, чтобы он служил одним из электродов. Для подведения напряжения от батареи к этому слою верхнее стекло камеры по краям оклеивается станиолем.¹ К этому станиолю присоединяется один из полюсов батареи. Естественно, что края станилевого кольца должны входить внутрь камеры.

Иногда, после перерыва в работе, а в некоторых случаях и во время работы, верхнее стекло камеры запотевает. Особенно сильно сказывается это в тех случаях, когда камера перед сборкой была недостаточно тщательномыта. Для устранения запотевания верхнее стекло приходится слегка подогревать. Но при этом следует помнить, что если стекло будет слишком сухим,

¹ В качестве склеивающего вещества может быть использована желатина или белок куриного яйца.

то на нем не будет слоя влаги, необходимого для создания электрического поля внутри камеры. Поэтому некоторые экспериментаторы предпочитают поддерживать в камере небольшую, но постоянную разность температур между верхним стеклом и поршнем, охлаждая нижнюю часть камеры проточной водой определенной температуры. Желатинирование бокового стеклянного кольца и верхней поверхности поршня также не является обязательным. Для работы камеры нужно лишь, чтобы на поверхности поршня имелось некоторое количество жидкости, поддерживающее в камере постоянное насыщение. Кроме того, для увеличения контраста нужно, чтобы поверхность поршня была черной. В современных конструкциях камеры это зачернение достигается различными способами. Иногда поверхность поршня закрывается стеклом, которое с нижней стороны чернится птицем; очень удобным является латунный поршень, поверхность которого после химической обработки покрывается слоем окиси меди; в наиболее простых камерах поршень закрывается простой черной или предварительно освещенной и проявленной фотографической бумагой. Существует много других способов чернения поршня.

Для освещения камеры Вильсон применял разряд батареи лейденских банок в парах ртути при атмосферном давлении. Он наполнял ртутью кварцевую трубку длиной около 15 см и с внутренним диаметром в 1 мм. На среднюю часть трубки надевался 4-сантиметровый кусок серебряной трубы с прорезом в 1 мм шириной, во всю ее длину. Эта серебряная трубка подогревалась на пламени небольшой газовой горелки так, что ртуть в кварцевом капилляре расходилась и образовывала искровой промежуток, наполненный ртутнымиарами. В этом промежутке производился разряд. Свет от искры проходил через прорез в серебряной трубке и собирался цилиндрической линзой на камере. Длина цилиндрической линзы была 20 см; отверстие — 2 см и фокусное расстояние — 3 см.

Камера освещалась искрой непосредственно вслед за расширением. Схема применявшейся синхронизации движения поршня и искры изображена на рис. 167. Ручка R от клапана камеры соединена коротким шнуром P_1 с другим шнуром P_2 , натянутым почти горизонтально между железным кольцом K и спуском T . На одном конце шнура висят грузы W и w . При отдергивании спуска T грузы W и w начинают падать. Это падение продолжается до тех пор, пока они не потянут за шнур P_1 и пока тем самым не откроют клапан камеры. При открывании клапана пространство под поршнем соединяется с эвакуированным сосудом O (см. рис. 166) и в камере происходит расширение. С другой стороны, в этот момент шнурсы P_1 и P_2 натягиваются и груз W останавливается. При этом обрывается тонкая нить, связывающая груз W со стальным шариком w . Шарик w продолжает падать и пролетает через искровой разрядник P , соединенный с батареями лейденских банок. В P при этом проскаивает искра;

одновременно с ней происходит разряд и в трубке S , освещющей камеру.

При изучении следов вторичных электронов, вызванных рентгеновскими лучами, Вильсон пользовался этой установкой

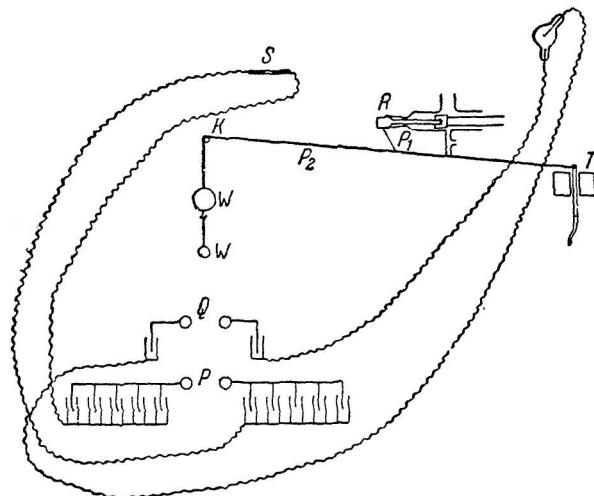


Рис. 167.

и для синхронизации получения пучка рентгеновских лучей с расширением камеры. Расположение фотоаппарата, камеры и источника света в опытах Вильсона изображено на рис. 168. K — камера, F — фотоаппарат, S — источник света. Схема a употреблялась в опытах с α -частицами; для фотографирования

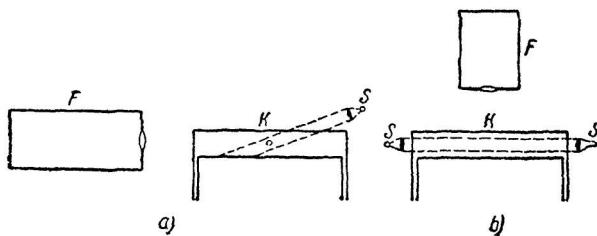


Рис. 168.

же следов электронов источник света оказался при таком расположении слишком слабым. Поэтому для таких опытов Вильсон располагал свою установку по схеме a . В этом случае количество света оказалось достаточным, так как, как мы увидим ниже, интенсивность рассеянного света значительно увеличивается при уменьшении угла рассеяния. Но при такой установке сильно сказывается оседание на дно камеры капелек, образую-

щих следы, и фотографии получаются значительно более размытыми, чем при работе по схеме *b*.

На рисунке 169 приведено для примера несколько фотографий следов α - (рис. *a*) и β -частиц (рис. *b*), полученных с помощью камер Вильсона, аналогичных описанной выше.

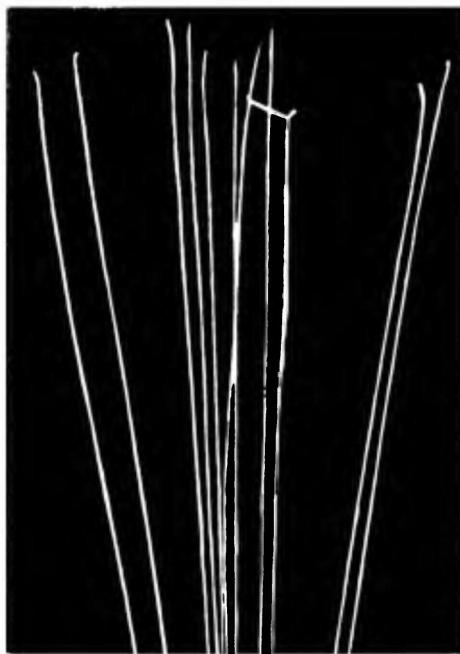


Рис. 169а.



Рис. 169б.

Ширина следов и эффективное время камеры

Рассмотрим теперь вопрос о ширине следа частицы в камере Вильсона. При этом для простоты будем пренебречь действием электрического поля в камере и рекомбинацией ионов; кроме того, будем считать, что ширина цепочки ионов, которую образует пролетающая частица, в начальный момент равна 0. При этих упрощениях распределение ионов будет определяться лишь их диффузией. Расположим прямоугольные оси координат следующим образом: ось OZ направим вдоль пути частицы (который на данном малом отрезке можно считать прямолинейным); ось OX — параллельно плоскости dna камеры и ось OY — перпендикулярно к осям OX и OZ . Тогда, как показал Яффе [8], распределение ионов через T секунд после прохождения частиц будет выражаться формулой:

$$n = \frac{N_0}{4\pi D T} e^{-\frac{r^2}{4DT}} \quad (9)$$

Здесь n есть число ионов в единице объема на расстоянии r от оси OZ . N_0 — полное число ионов на единице длины пути и D — коэффициент диффузии ионов (для простоты мы будем считать его одинаковым для ионов обоих знаков).

Проведем на расстоянии x от оси OZ две плоскости, параллельные плоскости YOZ ; обозначим расстояние между плоскостями через dx . Тогда число ионов, находящихся между этими плоскостями на единицу длины следа, будет определяться выражением:

$$\begin{aligned} \rho(x) dx &= \frac{N_0}{4\pi DT} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{x^2+y^2}{4DT}} dy = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi DT}} e^{-\frac{x^2}{4DT}} dx = \\ &= \rho_0 e^{-\frac{x^2}{4DT}} dx. \end{aligned} \quad (10)$$

$\rho(x)$ представляет собой распределение проекций капелек в плоскости XOZ вдоль оси OX , т. е. распределение их по ширине следа.

Для количественной оценки ширины следа можно, по Блеккету [9], ввести понятие «90% ширины X_1 » в плоскости, параллельной дну камеры. Это есть ширина полосы, содержащей 90% всех ионов, образующих данный след. X_1 определяется из равенства:

$$\frac{\int_0^{X_1} \rho(x) dx}{\int_0^{\infty} \rho(x) dx} = 0.9. \quad (11)$$

Отсюда

$$X_1 = 4.7 \sqrt{DT} \quad (12)$$

Эта формула была положена Блеккетом в основу расчета его установки с камерой Вильсона, управляемой счетчиками (см. об этом ниже).

Мы видим, что даже в отсутствии электрического поля ширина следа быстро растет со временем за счет диффузии ионов. Это расплывание следа продолжается до тех пор, пока вследствие произведенного расширения камеры в ней не образуются пересыщенные пары. Тогда на центрах конденсации, связанных с ионами, конденсируются капельки жидкости, и подвижность ионов резко падает. После образования капель диффузия и растягивание электрическим полем уже не играют никакой роли, и в дальнейшем происходит падение капель, описываемое известным законом Стокса. Кроме того, после расширения в камере часто возникают вихревые движения воздуха, размывающие уже образовавшиеся следы.

В реальных условиях перемещение ионов вследствие диффузии складывается с перемещением под действием электрического

поля. Поэтому «полная 90% ширина в направлении электрического поля» X будет даваться выражением:

$$X = 4.7 \sqrt{DT} + \bar{k}TE \quad (12')$$

где \bar{k} — среднее значение подвижностей ионов, а E — поле в камере в вольтах на сантиметр.

В воздухе при нормальных условиях коэффициент диффузии $D = 0.034 \text{ см}^2/\text{сек.}$; k для сырого воздуха с достаточной точностью можно считать равным $1.5 \text{ см}^2/\text{сек.}$ вольт. При поле в несколько десятков В/см второй член много больше первого. Поэтому в этом случае расплывание следов определяется практически только электрическим полем. Из формулы (12') мы видим, что при $E \approx 50 \text{ В/см}$ след частицы, пролетевшей за 0.01 сек. до расширения, представляет собой полоску высотой в несколько миллиметров. Таким образом, уже за очень короткое время электрическое поле убирает из камеры ионы, образованные пролетевшей частицей.

Если бы электрическое поле отсутствовало, то ионы от частиц, пролетевших до расширения, распространялись бы по всей камере и, в результате, при последующих расширениях в камере образовывался бы сплошной фон тумана. Назначение электрического поля и состоит в предохранении камеры от образования такого фона.

В тех случаях, когда ионизация в камере велика, например, когда нужно фотографировать следы протонов в присутствии сильного γ -излучения, электрическое поле приходится увеличивать. Частицы, пролетевшие через камеру за некоторое время до расширения, образуют более или менее широкие диффузные следы. Иногда при большом увеличении на них удается различать капельки, образовавшиеся на отдельных центрах конденсации, и таким способом подсчитать число ионов, образованных электроном. Этим способом Андерсон, например, нашел [10], что первичная ионизация быстрого электрона составляет около 30 пар ионов на 1 см пути. При этом, однако, еще нельзя считать окончательно решенным вопрос о том, насколько можно быть уверенным, что капельки конденсируются на каждом ионе.

Из формулы (12') вытекает, что отчетливый след частицы получается лишь в том случае, если время t_1 , прошедшее от момента пролетания частицы до момента конденсации паров на ионах, образованных этой частицей, достаточно мало. Непосредственно после расширения в камере получается пересыщение S , которое затем уменьшается вследствие постепенного нагревания газа в камере. Обозначим через t_2 время, в течение которого S достаточно для конденсации паров на заряженных центрах. Ясно, что следы в камере образуются не всеми частицами, а только теми, которые пролетели за время $\tau = t_1 + t_2$. Время τ можно назвать эффективным временем камеры. Формула (12'), вообще

говаря, применима и к тем следам, которые образованы частицами, пролетевшими за промежуток времени t_2 . Но в этом случае T есть время, определяемое длительностью самого процесса конденсации паров. Время это, повидимому, сравнительно мало, и поэтому диффузия и растягивание электрическим полем для этих следов не играют существенной роли.

Величина τ зависит от режима опускания поршня, давления и теплоемкости газа и от ряда других причин. Поэтому в камерах различной конструкции τ оказывается различным. Но даже в одной и той же камере τ не вполне постоянно, так как режимы опускания поршня в двух расширениях не могут быть вполне тождественными. Наконец, следует отметить, что момент наступления эффективного времени не является вполне определенным, так как он зависит от того, какую ширину следа X мы считаем допустимой в данном опыте. τ для а-частиц и протонов больше, чем для электронов. Кроме того, возможно, что промежуток времени t_2 в центре камеры больше, чем на краях. Конец интервала времени t_2 определяется нагреванием газа в камере. Из того, что величину расширения в камере приходится подбирать с большой точностью, можно заключить, что достаточно очень небольшого нагревания для уменьшения пересыщения S до величины, при которой конденсация паров уже не происходит. Тем не менее время t_2 , по-видимому, больше t_1 . На это указывает

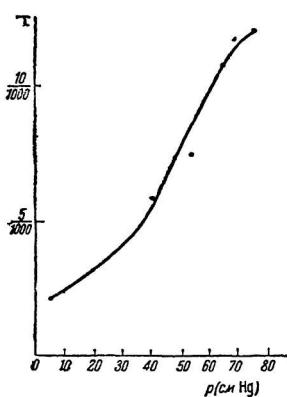


Рис. 170.

то обстоятельство, что в обычных условиях растянутые полем следы встречаются довольно редко. В частности, поэтому выключение электрического поля непосредственно перед расширением, применяемое некоторыми авторами для уменьшения растягивания следов, оказывается очень мало.

Для измерения τ обычно подсчитывают среднее число частиц, регистрируемых камерой за одно расширение. Затем каким-нибудь другим методом (например с помощью ионизационной камеры, соединенной с пропорциональным усилителем) определяют число частиц, испускаемых тем же источником в 1 сек. в том же телесном угле. Из этих данных τ получается простым делением. В камерах Вильсона обычного типа τ имеет величину порядка сотых долей секунды. Так, например, Жолио для построенной им геометрической камеры приводит для атмосферного давления цифру 0.012 сек. [11]; Якель в своей работе принимает $\tau = 0.1$ сек. [12]. Для камер с более медленным опусканием поршня τ значительно больше. Н. Н. Дмитриев указывает [13], что в камере Шимизу оно может достигать 0.2 и даже 0.3 сек.

Ниже будут описаны камеры, в которых с помощью специальных приемов τ может быть сделано еще больше.

Величина τ сильно зависит от давления газа в камере. На рис. 170 приведена эта зависимость по данным Жолио [11] для α -частиц. Аналогичную кривую, но для меньшего интервала давлений, Н. Н. Дмитриев получил и для камеры типа Шимизу. Падение эффективного времени с уменьшением давления может быть объяснено уменьшением теплоемкости единицы объема газа по мере его разрежения. При переходе к камерам с повышенным давлением τ , повидимому, возрастает. Но для больших давлений эта зависимость еще не исследовалась. Вообще нужно отметить, что вопрос об эффективном времени камеры изучен еще совершенно недостаточно.

Камера Вильсона в магнитном поле

Камера Вильсона дает возможность не только получать картину отдельных элементарных процессов, происходящих при движении частиц, но и измерять энергию, или, точнее, количество движения,деленное на заряд этих частиц. Для этого, по предложению Д. В. Скобельцына [14], камера помещается в магнитное поле, создаваемое соленоидом или магнитом.

На рис. 171 изображена схема такой установки. K здесь — рабочее пространство камеры, I_1 и I_2 — катушки соленоида, создающие в K магнитное поле, силовые линии которого перпендикулярны к плоскости дна камеры.

Как известно, движение частицы с массой покоя m_0 , зарядом e и скоростью v в магнитном поле H определяется следующей формулой:

$$H\rho = \frac{m_0}{e} \frac{c\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \alpha. \quad (13)^1$$

Напомним, что α здесь — угол между направлением скорости и магнитными силовыми линиями, ρ — проекция радиуса кривизны на плоскость, перпендикулярную к магнитному полю;

$\beta = \frac{v}{c}$, где c есть скорость света. Источник частиц при работе с камерой Вильсона располагается обычно таким образом, что α бывает близко к 90° . Поэтому практически в большинстве случаев $\sin \alpha$ полагают равным 1. Две кривые (с разными масштабами по оси абсцисс) для этого случая, дающие зависимость $H\rho$ от β и от энергии электронов, приведены на рис. 172. Из кривых видно,

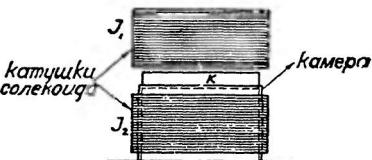


Рис. 171.

¹ В формуле [13] заряд e предполагается выраженным в электромагнитных единицах. (Прим. ред.)

что при работе с электронами обычных энергий в $2-3 \cdot 10^6$ eV достаточно магнитных полей в $2-3 \cdot 10^3$ гаусс. Такие магнитные поля легко можно получить с помощью соленоидов, с током в несколько десятков ампер. Техническое осуществление их не представляет особых трудностей. Для расчета такого соленоида можно рекомендовать статью Ко-крофта: «The design of coils for the production of strong magnetic fields» [15].

Значительно сложнее обстоит дело в тех случаях, когда магнитное поле предназначается для анализа α -частиц или электронов, обладающих большими энергиями, встречающимися в космических лучах. В этом случае приходится применять магнитные поля в $10-20 \cdot 10^3$ гаусс. Для создания таких магнитных полей можно идти двумя путями. Первый путь состоит в использовании очень больших токов в соленоиде — до 1000 А при 500 вольтах, как это де-

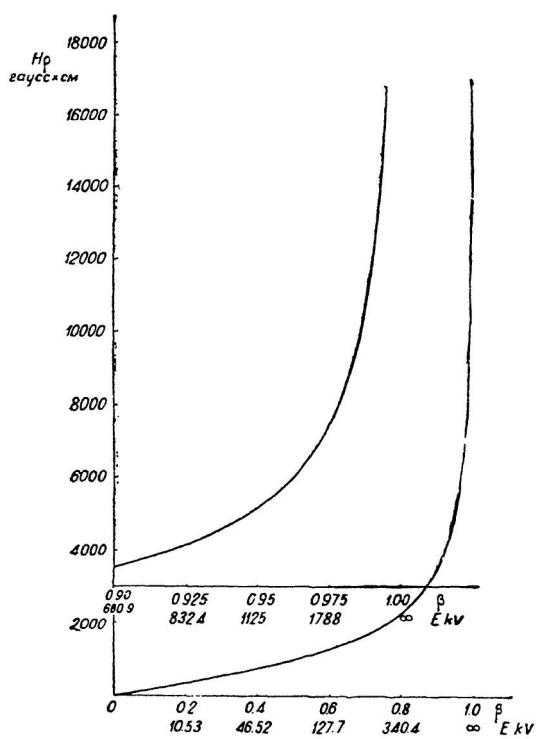


Рис. 172.

лал Кунце [16]. При этом приходится предусматривать большую механическую прочность соленоида и принимать меры для его быстрого охлаждения. Второй путь состоит в применении электромагнитов с железными сердечниками. Главное неудобство этого метода заключается в том, что помещая сердечник электромагнита над крышкой камеры, мы мешаем фотографированию следов. Разные авторы обходят эту трудность различными способами.

На рис. 173 и 174 приведены схемы двух конструкций камер, построенных Блэкетом [9, 17] для изучения космических лучей. В первой камере снимки делаются с помощью зеркала, которое ставится под углом в 45° к крышке камеры. А здесь — поршень, G — железный корпус камеры, C — железная прокладка под поршень, D — винт с коническим концом E , с помощью

которого можно менять нижнее положение поршня, *B* — упоры, задающие верхнее положение поршня. Во второй конструкции фотографирование производится через широкое коническое отверстие в одном из полюсов электромагнита. *B* и *C* здесь полюса электромагнита, *D* — насадка к одному из полюсов, *FG* — фотографируемый след. Размеры указаны на чертеже.

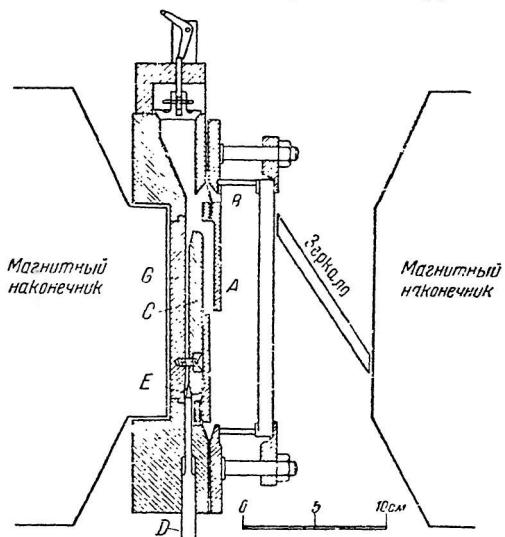


FIG. 173.

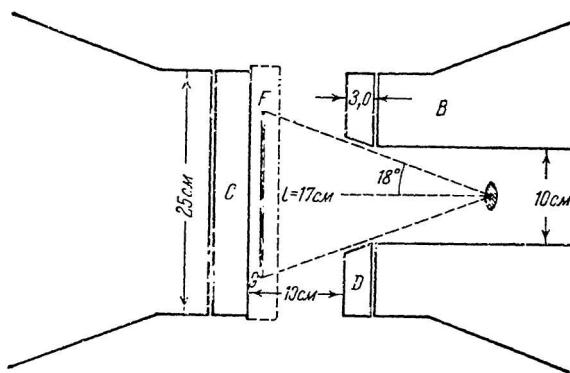


Рис. 174.

Неравномерность же магнитного поля получается не очень большой и не создает особых трудностей при работе.

Ниже будет описана еще одна конструкция камеры Вильсона, специально приспособленная для помещения между полюсами электромагнита, — так называемая падающая камера.

Переходя к рассмотрению отдельных конструкций камер, следует отметить, что в настоящее время в литературе имеется описание очень большого числа различных камер. Ниже мы приводим описание лишь нескольких, наиболее характерных типов камеры Вильсона.

Различные конструкции камеры Вильсона

Герметическая камера

Для исследования частиц с малым пробегом желательно иногда иметь в камере Вильсона газ под пониженным давлением.

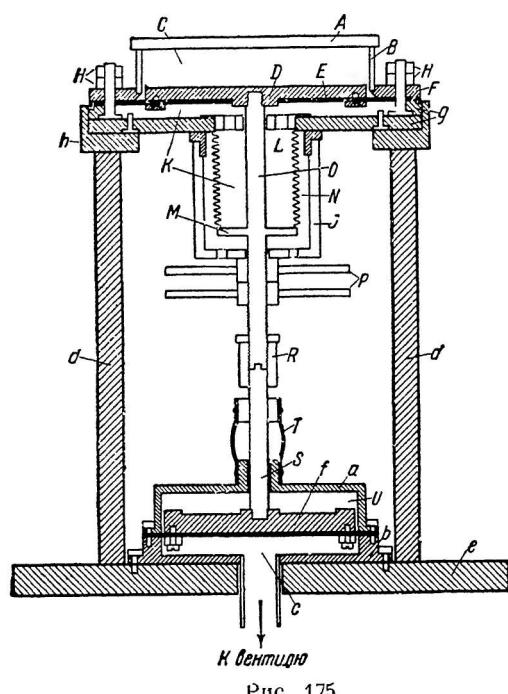


Рис. 175.

Наук СССР для исследования образования пар электрон-позитрон под действием γ -лучей в тяжелых инертных газах.

Схематически она изображена на рис. 175. Рабочий объем C камеры ограничен сбоку стеклянным цилиндром B , сверху — толстым плоским стеклом A , а снизу — латунным поршнем D , соединенным с листом резины E , которая зажата с помощью гаек H между двумя массивными плоскими латунными кольцами. Герметичность камеры Вильсона достигается главным образом тем, что под рабочим объемом C вводится дополнительный объем K , который наглухо отделен от внешнего пространства. При этом возможность перемещения поршня для создания

для того чтобы подобная камера работала устойчиво, она должна быть вполне герметичной. Такие камеры требуются и в тех случаях, когда по тем или иным соображениям состав газовой смеси, наполняющей камеру, не должен меняться в течение сравнительно длительного времени.

В настоящее время в литературе описано несколько различных конструкций герметической камеры Вильсона. Здесь мы опишем конструкцию такой камеры, построенной в лаборатории атомного ядра Физического института Академии

расширения в камере достигается тем, что между оставом камеры и кольцом M штока O напаяна медная гофрированная трубка L . Она позволяет производить довольно значительные перемещения поршня D , совершенно не нарушая герметичности объема K . В таких условиях газ из рабочего объема C может проникать только в объем K (через резину и места ее зажима); однако, если взять резину достаточно хорошую, то это перетекание будет происходить настолько медленно, что оно не оказывается на режиме работы камеры. Но даже и такое медленное протекание газа через резину при длительной работе камеры (месяцы) могло бы вызвать в ней изменение состава газа. Это целиком устраивает тем, что оба объема (C и K) наполняются одним и тем же газом при одинаковом давлении (при верхнем положении поршня). Поэтому диффузия газа сквозь резину не имеет никакого значения.

Для создания в камере расширения служит нижняя коробка, которая, в отличие от большинства конструкций камеры Вильсона, совершенно отделена от объема C . Она также состоит из двух объемов, разделенных укрепленным на резине поршнем f . Резина зажата между верхней и нижней частью этой коробки (a и b). Поршень f с помощью штока SO и соединяющей их массивной гайки R связан с верхним поршнем D . Поэтому все перемещения f передаются и поршню D . Для правильного перемещения поршня имеется два направляющих отверстия. Одно из них расположено в пластинке L , другое — в металлической муфте I . Эта муфта играет и другую роль, а именно, служит упором для гаек P , которые тем самым ограничивают верхнее положение поршня D в камере Вильсона. Нижнее положение поршня ограничивается прокладкой, находящейся на дне камеры. Регулировка хода поршня производится с помощью гаек P .

Для того чтобы поршень D перед началом расширения всегда находился в одном и том же положении, гайки P должны быть хорошо прижаты к муфте I . Это достигается тем, что в коробке U воздух все время находится под давлением несколько меньшим атмосферного, в то время как в объеме C перед расширением давление воздуха равно атмосферному.

Расширение в камере производится тем же способом, как и у Вильсона, — объем C с помощью электромагнитного вентиля соединяется с большим заранее эвакуированным объемом. Вследствие этого происходит опускание поршня f и тем самым поршня D .

Верхняя часть камеры устанавливается на кольце h и легко может быть с него снята. Это кольцо жестко связано с 4 толстыми стержнями d , укрепленными в массивной металлической пилите.

При работе с герметическими камерами Вильсона встречаются некоторые характерные для них трудности. Сюда относится вопрос об откачке камеры и наполнении ее газом, а также вопрос о введении в камеру жидкости, необходимой для создания там

насыщенных паров. Дело в том, что для введения или удаления газа из камеры нужно устроить такую систему кранов, чтобы из них при расширениях не вытекали струйки газа, дающие завихрения в камере. В нашем случае камера откачивалась через канал (диаметром около 1 мм), проделанный в основании камеры. Этот канал с наружной стороны соединялся (пиццином) с обычным вакуумным краном небольших размеров. Объем K соединялся с таким же краном через другой канал.

Трудности при введении жидкости в камеру обусловливаются тем, что перед наполнением камеры газом из нее приходится удалять воздух. Поэтому жидкость нужно ввести в камеру, уже наполненную газом. Для этого в нашей лаборатории применяется следующий способ. В верхнем стекле помещается металлическая втулка (не указанная на рисунке), с плотно вмазанной в нее пробкой из мягкой резины. После наполнения камеры газом резину прокалывают иголкой медицинского шприца, с помощью которого внутрь камеры впрыскивается надлежащее количество жидкости. После удаления иголки из резины последняя сохраняет свои герметические свойства. Для надежности ее можно дополнитель но покрыть какой-нибудь замазкой.

Для синхронизации включения камеры, свста и магнитного поля в описываемой установке была использована обычная машина Атвуда, соединенная с системой электромагнитных контакторов.

Описанная камера Вильсона обладает полной герметичностью. Так, например, в опытах по образованию пар под действием γ -лучей в криптоне было показано, что после двух месяцев работы состав газа в камере практически остался тем же самым, что и в начале работы.

Камера Вильсона, управляемая счетчиками (камера Блеккета)

В 1933 г. Блеккет и Окиалини предложили чрезвычайно остроумное соединение камеры Вильсона со счетчиками Гейгер-Мюллера [18, 9]. В дальнейшем этот метод получил широкое распространение и был применен для целого ряда исследований, имеющих очень большое значение (в частности с помощью этого метода было окончательно доказано существование позитрона). Поэтому на описании камеры Блеккета мы остановимся несколько подробнее, чем на описании камер Вильсона других типов.

Идея ее сводится к следующему. Около камеры Вильсона располагаются два (или несколько) счетчиков Гейгер-Мюллера, работающие по схеме совпадений. (О схеме совпадений см. в главе о счетчиках.) Счетчики ставятся таким образом, что частица, прошедшая через оба счетчика, обязательно должна пройти и через рабочую часть камеры. Механизм камеры приводится в движение разрядом в обоих счетчиках через усилитель, реле и систему электромагнитов. Таким образом, камера работает лишь тогда,

когда одновременно через нее и оба счетчика проходит одна или несколько частиц. Можно сказать, что частица, проходя через камеру, «сама себя фотографирует».

Для того чтобы с такой камерой получить достаточно тонкие и резкие следы, необходимо, чтобы весь механизм камеры работал достаточно быстро. Выше указывалось, что в отсутствии электрического поля «90% ширина следа» X_1 определяется формулой: $X_1 \text{ (см)} = 4.7 \sqrt{DT} = 0.86 \sqrt{T}$ при $D = 0.034 \text{ см}^2/\text{сек}$. Отсюда следует, что если мы хотим получить ширину следа в 1 мм, то время T между моментом прохождения частицы и моментом конденсации паров должно быть порядка 0.01 сек. Из этого времени примерно половина уходит на работу спусковых механизмов, а на движение самого поршня остается всего $\frac{1}{150} - \frac{1}{200}$ сек. Как известно, при равномерно ускоренном движении ускорение определяется формулой: $a = \frac{2S}{T^2}$, где S есть путь, проходимый движущимся телом за время T . С другой стороны, по формуле (12) $X_1^2 \sim T$. Отсюда $a \sim \frac{1}{X_1^4}$. Умножив обе части этого равен-

ства на массу поршня m , получаем: $X_1 \sim \sqrt[4]{m}$, т. е. при постоянной силе, действующей на поршень, ширина следа пропорциональна корню 4-й степени из массы поршня.

Из этих рассуждений следует, что если мы хотим уменьшить ширину следа в 2 раза, то при постоянной массе поршня мы должны увеличить действующую на него силу в 16 раз. В связи с этим ясно, что для камеры такого типа применение такой комбинации пара и газа, которая требует минимального расширения, является особенно желательным. Кроме того, ширина следа уменьшается и при увеличении давления газа в камере (из-за уменьшения диффузии).

Схема камеры, построенной Блэкетом, изображена на рис. 176. Поршень A сделан из сплава алюминия и вместе со штоком весит всего 280 г. Поршень соединен с основанием камеры резиновым кольцом B . Соединения сделаны воздухонепроницаемыми. Толщина резины

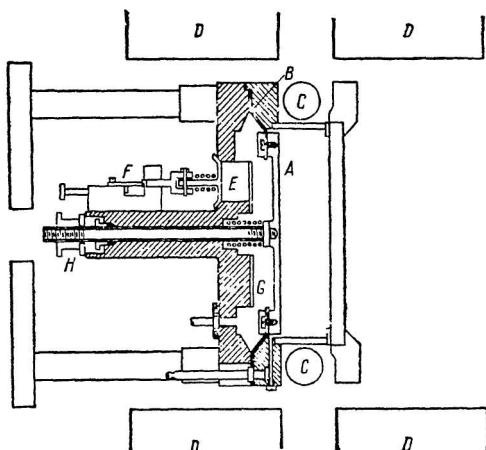


Рис. 176.

была 1 мм. Камера наполнялась кислородом под давлением 1.7 атм. Пространство под поршнем было сделано по возможности малым. Отверстие, соединяющее это пространство с наружным воздухом, закрывалось легким клапаном *E*. Вес клапана равнялся 20 г. Площадь его была 5.3 см². Давление под поршнем равнялось давлению в камере, т. е. 1.7 атм. Таким образом ускорение клапана было около 160 г. Ускорение поршня было около 80 г. Снятые осциллограммы показали, что движение поршня продолжалось около 0.005 сек. Кроме того, при остановке поршня наблюдались небольшие вибрации, которые продолжались около 0.003 сек. Поэтому полное время движения поршня было 0.008 сек. Для уменьшения подпрыгивания поршня упоры *G*, о которых он ударяется, были покрыты тонкой резиной.

Величина подпрыгивания поршня зависит от его массы. Осциллограммы показали, что латунный поршень подпрыгивает в 3 раза сильнее, чем алюминиевый. Ход поршня ограничен с одной стороны упором *G*, с другой — гайкой *H*. Регулировка хода достигалась изменением положения гайки. Счетчики *CC* ставились таким образом, что частица, проходящая через оба счетчика, обязательно должна была пройти через камеру. *D* — катушки соленоида. В опытах Блеккета, как и в большинстве других работ по космическим лучам, плоскость камеры была расположена вертикально.

Рис. 177. Рис. 178.

Рис. 177. Схема механического механизма. На рисунке изображены различные детали: клапан *E* на верхней части камеры, рычаг *M* с собакой *F*, якорь *H*, катушка *D*, пружина *N*, проволока *L* и магнит *G*. Рычаг *M* связан с якорем *H* и проволокой *L*, которая в свою очередь связана с магнитом *G*. Катушка *D* расположена вблизи магнита *G*. Рис. 178. Схема электрической цепи. Цепь включает катушки *D*, якорь *H*, проволоку *L*, магнит *G*, пружину *N* и счетчик *S*.

Рис. 177.

Рис. 178.

Электрическое поле в камере было 3 В/см. Это соответствует скорости разделения положительных и отрицательных ионов в 5 см/сек. Поэтому за время ~ 0.01 сек., протекающее с момента появления ионов до момента конденсации паров, ионы расходились примерно на 0.5 мм. Таким образом, электрическое поле не сказалось существенно на форме следов.

Клапан *E* открывался при одновременном появлении разряда в обоих счетчиках. Это осуществлялось при помощи специального механизма, связанного со спусковой собакой *F*. Схема этого механизма изображена на рис. 177. Через обмотку маленького электромагнита *G* шел постоянный ток такой силы, чтобы электромагнит мог преодолеть силу натяжения пружины *I* и держать якорь *H* в притянутом положении. К рычагу *M* прикреплялась длинная проволока *L*, которая пружиной *N* удерживалась в натянутом состоянии. Другой конец проволоки *L* при-

креплялся к одному из концов спусковой собаки F . Между гайками K и концом рычага M оставался небольшой зазор P , наличие которого существенно облегчало регулирование всей установки. Спусковой механизм был собран таким образом, что перемещение якоря H всего на 0.5 мм уже открывало клапан E .

Схема включения электромагнита показана на рис. 178. В цепь электромагнита с самоиндукцией L включались сопротивления R и G . Параллельно электромагниту и сопротивлению R включался тиатрон S . Импульсы от счетчиков подавались в усилитель, отбиравший и усиливавший лишь совпадения разрядов в обоих счетчиках. Этот импульс от усилителя подавался на сетку тиатрона. Сопротивление его при этом резко падало, ток, шедший через электромагнит, сильно уменьшался, и якорь H притягивался пружиной I . Для резкого уменьшения тока в электромагните необходимо, чтобы сопротивление тиатрона S в то время, когда на сетке его имеется напряжение от импульса, было много меньше R . У Блеккета R и G были по 600Ω , S — около 20Ω . Самоиндукция L электромагнита была примерно 0.1 генри. Отсюда постоянная времени контура получается $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ сек. Как уже указывалось, время между попаданием импульса на сетку тиатрона и окончанием расширения в камере было около 0.01 сек.

На основании этой оценки по формуле (12) можно подсчитать «90% ширину следов» для данной камеры и сравнить ее с наблюдаемыми данными.¹ В результате получается следующая таблица (табл. 16).

Коэффициент диффузии D при этом был взят для среднего давления в 1.48 атм. Так как точно определить X_1 экспериментально довольно трудно, то согласие наблюденных значений и вычисленных надо признать довольно хорошим.

В тех случаях, когда след образован тяжелой частицей, ширина следа определяется несколько иначе. В случае следа электрона, N_0 , т. е. число пар ионов на 1 см пути, равно 30—40, тогда как для α -частиц эта величина достигает порядка 10^5 . Поэтому в колонке ионов, образованных α -частицей, большую роль играет и рекомбинация. Яффе показал [8], что зависимость N_0 от времени может быть выражена следующей формулой:

$$N_0^1 = \frac{N_0}{1 + \frac{\alpha N_0}{4\pi D} \lg \left(\frac{4DT}{\beta^2} + 1 \right)} \quad (14)$$

Таблица 16

Газ	D среднее при 1.48 атм	X_1 в мм	
		вычисляемое	наблюденное
O ₂	0.022	0.71	0.85
H ₂	0.092	1.42	1.78

¹ Напоминаем, что электрическое поле в камере не оказываетя на проекции ширины следа на плоскость дна камеры.

Здесь a есть коэффициент рекомбинации и β^2 — постоянная, выражающая начальное распределение ионов в момент их образования.

При фотографировании следа α -частицы получается полоска, плотность почернения в которой быстро убывает от середины к краям. Блэккет нашел, что при применявшейся им оптике, освещении и фотографическом материале изображения отдельных капель на негативе можно было различать лишь в том случае, если число их не превышало 1000 на 1 см^2 . При большей плотности капель получалось сплошное почернение. Обозначим через X_p «фотографическую ширину следа» в плоскости, параллельной плоскости дна камеры, т. е. ширину той зоны, в которой плотность капель ρ превышает критическую величину 1000 капель на 1 см^2 . Эту критическую плотность мы будем обозначать через ρ_1 . Тогда $\frac{X_p}{2}$ мы найдем из формулы (10), заменив $\rho(x)$ на ρ_1 .

Отсюда:

$$X_p = 4 \sqrt{DT \lg \frac{\rho_0}{\rho_1}}. \quad (15)$$

С помощью этой формулы, учтя также зависимость (14), мы можем определить ширину следа α -частицы. Для α -частиц RaC «фотографическая ширина» следа в условиях Блэккета оказалась равной 1.3 мм. Сравнивая это с приведенными данными о ширине следа электрона, мы видим, что ширина следа α -частицы примерно в 2 раза больше ширины следа электрона, пролетевшего через камеру одновременно с ней. Наблюдения подтверждают это заключение. Формула (15) показывает также, что ширина следа мало зависит от числа ионов, образуемых частицей на 1 см^2 пути. Поэтому, в частности, по мнению Блэккета, по ширине следа нельзя отличить протон от α -частицы.¹

Если же частица пролетела через камеру раньше, чем та частица, которая вызвала расширение камеры, то ширина ее следа оказывается значительно большей. Время пролетания такой частицы может быть в некоторых случаях определено по разделению положительных и отрицательных ионов следа электрическим полем камеры. Это дает возможность проверки формулы (15). На рис. 179 приведено сопоставление этой формулы с экспериментальными данными, полученными таким путем. Кривая 1 дает зависимость «фотографической ширины» от времени образования следов, вычисленной по формуле (15). Кривая 2 — зависимость от времени «90% ширины» следов по формуле (12); точки — экспериментальные данные. Измерения проделаны в кислороде при давлении 1.5 атм. Точки относятся к α -частицам,

¹ Однако плотность ионизации, а следовательно, и величина почернения на снимке для α -частицы и протона различны. Для α -частицы оно много больше, чем для протона. Поэтому на хороших снимках, при средних скоростях частиц, след α -частицы по величине почернения легко отличим от следа протона.

кружки — к протонам и квадрат — к электрону (в этом случае определялась «90% ширина»). Как видно из рисунка, формула (15) дает хорошее согласие с опытом.

Рассмотрим теперь вопрос о тех искажениях следов частиц, которые возникают при работе с камерой, управляемой счетчиками. Эти искажения связаны с двумя обстоятельствами. Во-первых, расширение в этой камере происходит уже после прохождения частиц и, во-вторых, фотографирование также несколько запаздывает по отношению к моменту образования капель. Поэтому некоторое искажение возникает уже в процессе самого расширения. Следы частиц несколько растягиваются по направлению расширения. То обстоятельство, что газ непосредственно у стен камеры расширяется не совсем так, как в центре, делает это искажение еще более сложным. Единственный путь для уменьшения его состоит в использовании такой смеси газа и пара в камере, для которой расширение является минимальным.

Второе искажение состоит в том, что образовавшиеся капельки жидкости падают в газе. Падение это, в соответствии с законом Стокса, является почти равномерным; скорость его зависит от размеров капель, плотности жидкости, давления газа и т. п. и в обычных условиях имеет величину порядка 0.5 см/сек. Искажения из-за этого падения увеличиваются пропорционально времени. Поэтому фотографирование должно быть произведено не позже, чем через несколько десятых секунды после окончания расширения.

Искажения третьего типа возникают из-за конвекционных токов в камере. После расширения газ около стенок начинает нагреваться, и это вызывает появление в камере конвекционных токов. Особенно сказываются они в вертикальной камере. Если считать, что путь, проходимый опускающимися холодными массами воздуха, пропорционален t^2 , а сила, вызывающая это перемещение, пропорциональна t , то искажение будет возрастать, как t^3 . Поэтому для борьбы с этим искажением также необходимо производить фотографирование возможно скорее после расширения. К сожалению, с этим связана необходимость увеличения силы источника света, так как при этом приходится фотографировать капли, не успевшие достигнуть максимальных размеров.

Следует отметить, что влияние искажений второго и третьего типа должно сильно уменьшиться при работе с падающей камерой, описанной ниже.

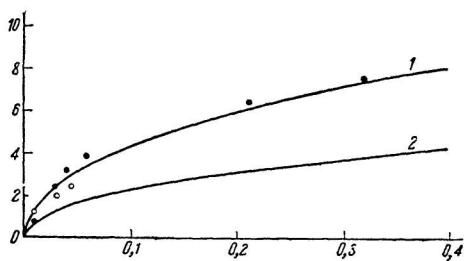


Рис. 179.

Наконец, последний тип искажений связан с тем, что в камере, управляемой счетчиками, из-за большой скорости расширения легче, чем в обыкновенной камере, образуются вихри. Причина образования этих вихрей не вполне ясна. Повидимому, здесь дело не только в просачивании струек газа из пространства между резиной и стенками и поршнем. Вероятно, в образовании вихрей существенную роль играет электризация случайных волосков и, может быть, резины при быстром расширении. Наличие этих вихрей зависит также зачастую от неуловимых деталей конструкции камеры. Блэккет указывает, что лучшим методом борьбы и с этим типом искажений является возможно более раннее фотографирование следов.

Камера типа Шимизу

В тех случаях, когда задача работы с камерой Вильсона состоит в получении очень большого числа снимков, весьма удобной является камера Шимизу. Камера этого типа была предложена Шимизу в 1921 г. [19]. Характерной чертой ее является сравнительно медленное, но зато непрерывное движение поршня. В связи с этим одно расширение очень быстро следует за другим.

Схема одной из возможных конструкций такой камеры изображена на рис. 180. Поршень F движется в металлическом цилиндре C . Сверху на цилиндр наклеивается стеклянное кольцо K . Внутренний диаметр его должен быть чуть больше диаметра поршня. Поршень частично входит и в стеклянное кольцо. Сверху камера закрывается стеклянной пластинкой. Она в свою очередь прижимается к кольцу K металлическим кольцом (не указаным на рисунке) с помощью винтов с гайками, притягивающих кольцо K к цилиндру C . Поршень F опускается вниз при помощи штока S рычагом R , который соединен со штоком с помощью оси, вокруг которой он может поворачиваться. Вверх поршень поднимается пружиной P . Эта пружина прижимает концы рычага R к эксцентрику E и ролику N . Эксцентрик посажен на общую ось с маховиком M . Таким образом, поршень при вращении маховика совершает движение вверх и вниз. Амплитуда этих движений зависит от положения ролика N . Передвигая его по салазкам L , можно менять расширение камеры. Маховик можно вращать рукой или, еще лучше, при помощи мотора. Наиболее удобная скорость вращения — 1—2 оборота в секунду. Для создания внутри камеры электрического поля для убирания

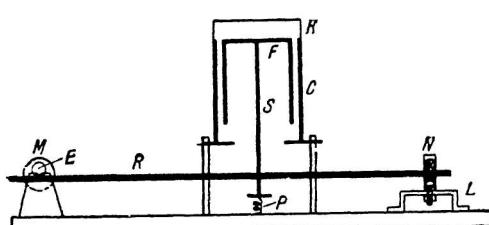


Рис. 180.

лишних ионов, верхнее стекло по краям оклеивается станиолью, к которой присоединяется один из полюсов батареи. Второй полюс присоединяется к металлическому корпусу камеры. В связи с этим кольцо, прижимающее стеклянную крышку камеры к кольцу K , которое соприкасается со станиолем, входящим внутрь камеры, отделяется от болтов, соединенных с цилиндром C изолирующими втулками. Напряжение поля берется в 80—110 вольт. Покрывание верхнего стекла изнутри желатиной не является необходимым. Высоту рабочего пространства камеры не следует брать больше 2—3 см, так как в глубокой камере трудно избежать завихрений воздуха. При изготовлении цилиндра и поршня камеры не рекомендуется применять отливки, так как они часто оказываются слишком пористыми.

Из-за сравнительно медленного опускания поршня расширение в камере протекает не вполне адиабатически. Этим объясняется то, что в камерах типа Шимизу необходимое расширение значительно больше, чем в камерах с резким опусканием поршня. Так, в камерах Шимизу для спирта расширение меняется от 1.4 до 1.5 в зависимости от скорости опускания поршня. Напомним, что в обычных камерах расширение для спирта равно 1.17—1.20. Зависимость величины необходимого расширения от его скорости дает возможность легко и удобно регулировать режим работы камеры, изменяя с помощью реостата число оборотов мотора, приводящего камеру в движение. Вообще нужно отметить, что небольшие камеры этого типа (диаметром в 5—8 см) чрезвычайно удобны в обращении, легко налаживаются и работают безотказно. Недостатком же их является лишь то, что следы частиц получаются в них на фоне небольшого общего тумана, который, однако, почти не мешает наблюдениям следов. Чрезвычайно удобны они для наблюдений следов тяжелых частиц — α -частиц и протонов. Поэтому камеры этого типа можно особенно рекомендовать для демонстрационных целей, для студенческих практикумов, лабораторных работ и вообще во всех тех случаях, когда не требуется особая чистота получаемых следов.

Для освещения при визуальном наблюдении вполне достаточно обычной полуваттной лампы.

Конструкцию камеры типа Шимизу можно несколько видоизменить, сделав эксцентрик не круговым, а эллиптическим или, еще лучше, яйцевидным. Это даст возможность сделать расширение более резким. В этом направлении можно пойти еще дальше и производить опускание поршня уже не эксцентриком, а с помощью пружин. Поднятие же поршня в таких камерах производится обычно рычагом R с помощью специальной рукоятки. Камеры этого типа приводятся в движение не мотором, а рукой, но и с ними в короткое время можно произвести большое число расширений. Общий фон тумана в них несколько меньше, чем в камере Шимизу.

Камера с сеткой

В 1933 г. Ч. Т. Р. Вильсон предложил [20] еще один тип чрезвычайно простой и, повидимому, очень удобной камеры. Схема ее изображена на рис. 181. Камера состоит из двух стеклянных колец C_1 и C_2 , закрытых с одной стороны стеклянной пластиной P , а с другой — металлическим основанием M . Кольцо C_2 может быть и металлическим. Части камеры стягиваются между собой с помощью болтов B . В местах соединений прокладываются резиновые кольца. Между кольцами C_1 и C_2 зажимается металлическое кольцо K с напаянной на него проволочной сеткой. Таким образом, «дном» рабочего пространства A камеры является неподвижная сетка. Для расширения применяется следующий механизм. У краев кольца C_2 к пластине M прикрепляется круг из тонкой резины R . В центре M делается отверстие O , которое также затягивается проволочной сеткой. В O вставляется небольшая трубка, закрываемая специальным клапаном, не изображенными на чертеже. В трубке делаются два боковых ответвления, которые присоединяются к манометру и к баллону с сжатым газом. При закрытом клапане под резиновую диафрагму подается сжатый газ; резина при этом растягивается и сжимает газ в рабочем пространстве камеры A . При открывании клапана газ из-под резины выходит, резина сокращается и в A происходит

расширение. Величина расширения задается начальным положением резины и может регулироваться изменением давления газа под резиной. Давление газа в самой камере и состав его могут меняться через кран H .

Сетка служит для увеличения равномерности движения газа в A . В камере Ч. Т. Р. Вильсона сетка состояла из медных проволок диаметром в 0.2 мм. Расстояние между проволоками было 1 мм. Опыты показали, что двух таких сеток в K и O вполне достаточно для уничтожения в A вихрей. Электрическое поле в камере создавалось между крышкой и сеткой K . Освещение, как обычно, производилось сбоку через кольцо C_1 .

Достоинство этой конструкции камеры заключается не только в ее простоте, но также и в том, что «поршень» ее обладает чрезвычайно малой массой. Это последнее обстоятельство, как мы уже видели, имеет большое значение для камеры, управляемой счетчиками; в последнее время это было использовано Страттом и Стивенсоном [21], а также Герцогом [22], которые специально для изучения космических лучей построили на этом принципе

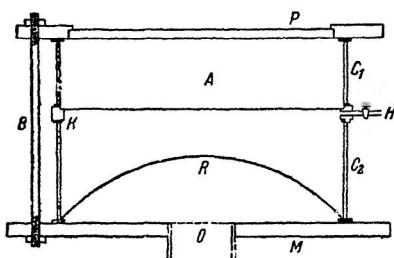


Рис. 181.

большие прямоугольные камеры, управляемые счетчиками. Размеры рабочего объема камеры Стратта и Стивенсона были примерно $35 \times 12 \times 10$ см; камеры Герцога 50×25 см. Наиболее неудобство, встречающееся при работе с такой камерой, повидимому, состоит в трудности точно регулировать величину расширения. В камере Стратта и Стивенсона это было устранено тем, что резиновая диафрагма двигалась между двумя сетками, которые задавали ее крайние положения. Вместе с тем, часть камеры, соединенную с одной сеткой, можно было несколько перемещать относительно другой части, соединенной со второй сеткой. Тем самым менялось расстояние между сетками камеры, а следовательно, и величина расширения. Рабочий объем камеры отделялся от той части ее, в которой производилось расширение, специальной сеткой, покрытой черной материяй. Эта материя смачивалась смесью спирта и воды, дававшей пары, насыщавшие камеру; кроме того, черная материя облегчала фотографирование следов, так как служила черным фоном, на котором следы частиц были видны очень отчетливо. Наличие этой материи не вызывало никаких нежелательных эффектов. Скорость просачивания газа сквозь эту материю также оказалась достаточно большой.

Качество работы подобных камер, повидимому, не уступает работе обычных поршневых камер. Стратт и Стивенсон, а также Герцог опубликовали ряд вполне удовлетворительных фотографий следов космических частиц, полученных ими с помощью их установок.

Камера для больших давлений

В некоторых случаях, для того чтобы увеличить вероятность образования в газе камеры исследуемых частиц, желательно работать при большом давлении. Особенно удобно пользоваться камерами, работающими при большом давлении, при изучении космических лучей, при исследованиях прохождения быстрых электронов через газ, при опытах с частицами, выбитыми быстрыми нейтронами, и пр.

Ниже мы опишем одну из возможных конструкций камеры Вильсона для больших давлений, предложенную Брубакером и Боннером [23]. Конечно, эта конструкция не является единственно возможной. Несмотря на то, что камеры этого типа появились лишь совсем недавно, уже сейчас описан ряд аналогичных конструкций.

Схема камеры Брубакера и Боннера изображена на рис. 482. Рабочий объем V_1 камеры имеет диаметр 9 см, высоту 4 см. С боков он ограничен кольцом из пирексового стекла W , толщиной в 1.3 см, а сверху стеклянной пластиной, толщиной в 2.5 см. По расчету эта камера должна разрушаться при давлении свыше 70 атм; поэтому она вполне может работать при давлениях в 20—25 атм.

Поршень P камеры жестко связан с металлическим диском L , который, в свою очередь, опускается с помощью штока St . Для

предохраниния от утечек газа использованы гофрированные металлические растягивающиеся трубы S_1 , S_2 и S_3 . Давление в объеме V_2 делается таким же, как и в V_1 . Кроме того, величина

V_2 подбирается такой, чтобы при расширении выполнялось соотношение

$$\frac{dV_1}{dV_2} = \frac{V_1}{V_2}.$$

Тогда между V_1 и V_2 не создается разности давлений и во время работы камеры. Это дает возможность не заботиться о тщательной подгонке поршня P . Так как гофрированная трубка не выдерживает большой разности давлений внутри и снаружи, то вокруг V_2 в объеме V_3 поддерживается давление, примерно равное давлению в V_1 и V_2 после расширения. Гофрированная трубка S_2 служит для предотвращения утечки газа из V_3 . Давление в V_2 и V_3 измеряется манометрами A и B . Манометр A присоединяется к V_2 , а не к V_1 , для того чтобы предотвратить при расширении образование в V_1 вихрей от струйки воздуха, выходящей из трубы манометра.

Механизм, производящий расширение камеры, работает следующим образом. В гофрированную трубку S_3 через клапан T подается сжатый воздух.

Отверстие K при этом закрыто диском D , который прижимается электромагнитом M . При выключении тока из электромагнита диск D отходит и поршень P опускается. Нижнее положение его задается стопором F . Воздушная подушка в F играет роль демпфирующего приспособления. Регулируя отверстие клапана n , можно менять скорость вытекания воздуха из F и тем самым скорость опускания поршня. Верхнее положение поршня определяется положением гаек на штоке St . Таким образом, изменение величины расширения достигается регулировкой верхнего положения поршня. Одновременно с изменением величины расширения (например, при замене одногатомного газа в камере двухатомным) приходится менять и величину объема V_2 так, чтобы соотношение $\frac{dV_1}{dV_2} = \frac{V_1}{V_2}$ продолжало выполняться. Это достигается подливанием в V_2 через кран h той жидкости, которая дает пары для конденсации. При применении этилового спирта и CH_4 в опытах Брубакера и Боннера расширение было 1.18. Все соединения были сделаны на

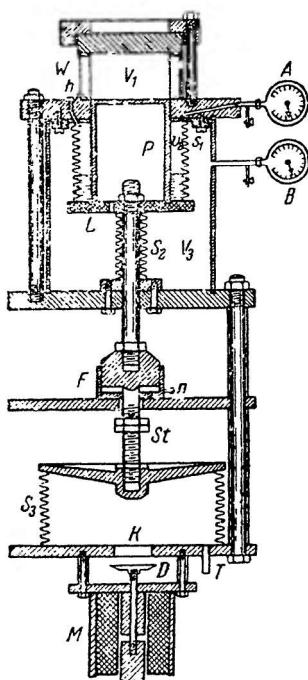


Рис. 182.

D , который прижимается электромагнитом M . При выключении тока из электромагнита диск D отходит и поршень P опускается. Нижнее положение его задается стопором F . Воздушная подушка в F играет роль демпфирующего приспособления. Регулируя отверстие клапана n , можно менять скорость вытекания воздуха из F и тем самым скорость опускания поршня. Верхнее положение поршня определяется положением гаек на штоке St . Таким образом, изменение величины расширения достигается регулировкой верхнего положения поршня. Одновременно с изменением величины расширения (например, при замене одногатомного газа в камере двухатомным) приходится менять и величину объема V_2 так, чтобы соотношение $\frac{dV_1}{dV_2} = \frac{V_1}{V_2}$ продолжало выполняться. Это достигается подливанием в V_2 через кран h той жидкости, которая дает пары для конденсации. При применении этилового спирта и CH_4 в опытах Брубакера и Боннера расширение было 1.18. Все соединения были сделаны на

столько хорошо, что давление в камере оставалось неизменным в течение нескольких месяцев. Качество следов, получающихся в этой камере, повидимому, вполне удовлетворительно.

Камеры с повышенным эффективным временем

Для увеличения вероятности наблюдения редких явлений в камере Вильсона, кроме повышения давления газа, можно прибегнуть еще к увеличению эффективного времени камеры. По сравнению с повышением давления этот способ обладает еще тем преимуществом, что годится и в тех случаях, когда пробеги частиц оказываются малыми.

Увеличение эффективного времени может быть достигнуто следующим путем. После того, как сделано основное расширение и в камере получено необходимое пересыщение, это состояние пересыщения поддерживается дополнительным медленным расширением. Это дает возможность увеличить эффективное время камеры по крайней мере в несколько раз.

Очень простая и, повидимому, довольно удобная конструкция такой камеры предложена О. Фришем [24]. Схема его установки изображена на рис. 183. Основа камеры состоит из стеклянного сосуда *A*, закрытого сверху пластиной из зеркального стекла. Большая часть сосуда заполняется водой, незанятым остается лишь рабочее пространство камеры. В воду на подставке, не указанной на рисунке, погружается колокол *K*. Под колоколом имеется воздух. Пространство под колоколом через краны *D* и *H* и трубку *S* сообщается с эвакуированными сосудами *G* и *G₁*. При открывании крана *H* воздух из-под колокола попадает в *G₁*, и уровень воды в сосуде понижается. Происходит основное расширение. Кран *D* при этом открыт, но отверстие в нем делается настолько малым, что просачивание воздуха в *G₁* происходит довольно медленно. Это дает дополнительное расширение. Основное расширение должно продолжаться примерно 0.5 сек. При больших скоростях уровень жидкости в *A* начинает совершать нежелательные колебания. Дополнительное расширение в установке Фриша продолжалось 2—3 сек. Величина расширения задается соотношением объемов сосудов *G* и *G₁*.

При наполнении камеры 50% смесью этилового спирта и воды полное расширение равнялось 1.4. Трубки *M* и *N* служат для регулировки количества жидкости и воздуха в камере.

С помощью такой камеры можно в одном расширении наблюдать появление новых и опускание на дно старых следов частиц. Как указывает Фриш, иногда совершенно одновременно появляется целая группа частиц, повидимому, связанных с космическими лучами.

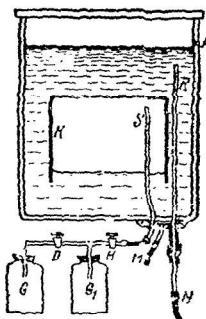


Рис. 183.

Кроме камеры Фриша, две конструкции камер с повышенным эффективным временем предложены Берденом [25]. Камеры эти работают по тому же принципу замедленного расширения, но конструктивно сложнее камеры Фриша, зато они, повидимому, несколько более совершенны. Тем не менее до сих пор еще не удалось достичь достаточно удовлетворительной работы камер этого типа. Причина лежит, повидимому, в том, что качество следов в таких камерах все же хуже, чем в обычных.

Недавно американские физики Волрат [26] и Лангсдорф [27] сделали попытки построить непрерывно действующую камеру. Волрат воспользовался для этого свойством паров водных растворов некоторых кислот конденсироваться на частицах пыли и ионах. В его установке поток паров концентрированной соляной кислоты перемещался навстречу потоку паров воды. При этом в сосуде получалась область, в которой эта смесь паров конденсировалась на ионах. В камере Лангсдорфа поток паров спирта перемещался от поверхности, нагретой до температуры 75° , к поверхности, охлажденной до -45° . При этом в камере также получалась промежуточная область, в которой степень пересыщения паров оказывалась как раз подходящей для конденсации на ионах. Но сами авторы указывают, что следы частиц образуются на общем фоне тумана, и поэтому качество получающейся картины оказывается много хуже, чем в камерах обычного типа. В камере Волрата, кроме того, сказываются вихри, возникающие из-за местных нагреваний воздуха за счет тепла, выделяющегося при конденсации паров. Можно, однако, надеяться, что в дальнейшем эти трудности удастся преодолеть, и тогда камеры этого типа получат широкое распространение.

Падающая камера

Для обхода затруднений, связанных с созданием в камере сильных магнитных полей, Ч. Т. Р. и Ж. Г. Вильсон предложили с 1935 г. новую, чрезвычайно остроумную конструкцию камеры [28]. Основной отличительной чертой ее является то, что расширение в ней производится не вдоль оси, а по направлению радиуса камеры. Но осуществлять увеличение объема камеры увеличением ее радиуса практически крайне неудобно. Поэтому Ч. Т. Р. и Ж. Г. Вильсон предложили оставить объем рабочего пространства камеры неизменным, а расширение производить за счет уменьшения количества газа в камере. Схема предложенной ими камеры изображена на рис. 184. Камера состоит из двух частей *B* и *C*, соединенных между собой четырехугольной широкой трубой *N*. Часть *B* представляет собой латунное кольцо, закрытое с обеих сторон пластинами из зеркального стекла *PP*. Здесь расположена собственно камера, тогда как приспособление для расширения находится в *C*. Для того чтобы выделить в *B* объем, в котором воздух равномерно расходился бы по радиусам, между стеклами *PP* зажата стопка плоских шиферных колец *S*; ширина

колец 1 см, толщина 3 мм. Между кольцами в нескольких местах прокладывались пластинки слюды желаемой толщины. Таким образом, между кольцами оставались щели, ширина которых определялась толщиной слюдяных прокладок.

Устройство для расширения было сделано следующим образом. В камере *C* в стенке *A* имелось круглое отверстие *H*, диаметром в 3 см. Под стенку *A* поджималась резиновая диафрагма *D*. Отверстие *E* соединялось с манометром; отверстие *F* — с баллоном со сжатым воздухом. *H* закрывалось специальным клапаном, прижимавшимся к *A* с помощью электромагнита. Через трубку *F* под диафрагму *D* подавался воздух до тех пор, пока давление в камере, контролируемое по манометру, не достигало нужной величины. Тогда ток в электромагните выключался, отверстие *H* открывалось и диафрагма *D* сокращалась. При этом объем, занимаемый воздухом в *C*, увеличивался. Избыток воздуха в камере проходил сквозь щели между шиферными кольцами, и в камере получалось необходимое расширение. Для увеличения равномерности радиального движения воздуха шиферные кольца располагались в *B* несколько эксцентрично, ближе к краю кольца, противоположному трубе *N*.

Как обычно, для убивания лишних ионов в камере создавалось электрическое поле наложением напряжения в 60 вольт. Потенциал подводился к тонким латунным кольцам, зажатым между шиферными кольцами и стеклянными пластинами. В камеру *C* также вводился дополнительный электрод *G*. Между ним и корпусом *C* также создавалось электрическое поле для освобождения от ионов и этой части прибора. Для насыщения камеры водяными парами все металлические стенки ее покрывались слоем влажной желатины.

Резкость расширения определялась шириной щелей между шиферными кольцами. Опыты показали, что при щелях в 0.004 см расширение в основном заканчивалось в 0.01 сек.; при щелях в 0.002 см — в 0.02—0.025 сек. Камера при этом работала достаточно хорошо. При больших щелях в камере появлялись вихри.

То обстоятельство, что обе плоскости, ограничивающие поверхность камеры, прозрачны, сильно облегчает освещение камеры. Схема установки, примененной Ч. Т. Р. и Ж. Г. Вильсон для освещения своей камеры, изображена на рис. 185. Здесь *K* — камера, *F* — фотоаппарат, *S₁* и *S₂* — источники света и *L₁* и *L₂* — линзы. Как будет подробно разобрано в параграфе об освещении

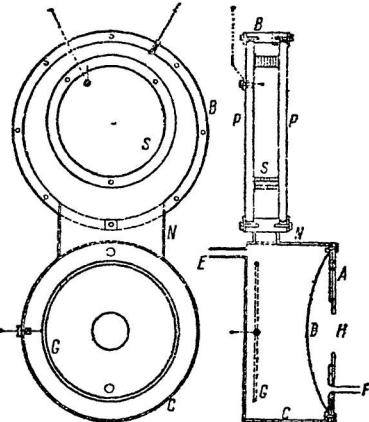


Рис. 184.

камеры Вильсона, интенсивность света, рассеиваемого капельками, сильно увеличивается при уменьшении угла рассеяния. А так как в этой установке в фотоаппарат попадают лучи, рассеянные следами под углом около 17° , вместо обычных 90° , то это дает возможность использовать для освещения такой камеры сравнительно слабые источники света. При этом, однако, возникает некоторое затруднение, связанное с тем, что при таком способе освещения пучок света неизбежно попадает на оба стекла, ограничивающие поверхность камеры. Если же на этих стеклах имеются какие-нибудь царапины или пылинки, то они дают весьма интенсивный рассеянный свет, сильно мешающий фотографированию следов. Поэтому при освещении камеры на просвет стекла ее должны быть особенно чистыми.

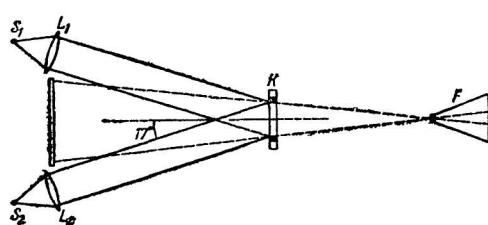


Рис. 185.

Наконец, с падающей камерой можно обойти и затруднения, связанные с созданием сильных магнитных полей в камере. Плоская конструкция камеры дает возможность поместить ее между расположеннымми очень близко друг от друга полюсами электромагнита. Для фотографирования же используется следующий чрезвычайно остроумный прием. Непосредственно после расширения камера начинает падать, скользя по направляющим стержням, и фотографирование производится уже вне межполюсного пространства. При этом можно также заставить падать и фотоаппарат. В течение 0.2 сек. камера успевает пролететь расстояние, достаточное для того, чтобы выйти за пределы магнита. А следы частиц не успеют за это время исказиться сколько-нибудь заметным образом. Дело в том, что, как уже указывалось выше, диффузия после конденсации паров уже не играет никакой роли; Стоксовское же падение капель в падающей камере также не оказывается. Наконец, при падении в камере не образуется и конвекционных токов, обычно вызывающих в камере появление вихрей после расширения, так как в свободно падающей камере сила тяжести компенсируется силами инерции, возникающими при падении. Это последнее обстоятельство наглядно подтверждается снимками, сделанными с падающей и неподвижной камерами через одинаковое время после расширения. В то время, как на фотографии следов с падающей камерой не заметно никаких вихрей, на фотографии следов с неподвижной камерой эти вихри вызвали сильные искажения картины. Сотрясение же камеры после удара о демпфирующую подушку уже не играет никакой роли.

Как видно из описания, камера этого типа сразу разрешает

очень существенные трудности, связанные с освещением и созданием сильных магнитных полей. Качество следов α -частиц получается достаточно хорошо. К сожалению, авторы не указывают, одинаково ли хорошо получаются и следы электронов. Но, по-видимому, нет оснований опасаться возникновения особых трудностей в этом направлении. Поэтому можно предполагать, что камера этого типа будет использоваться, в частности, для изучения космических лучей. Следует, однако, отметить, что до сих пор, по-видимому, никто, кроме самих авторов, подобной камеры не осуществил.

Демонстрационная камера

В заключение раздела кратко опишем тип демонстрационной камеры, предложенной Герцогом [29]. Основное требование, предъявляемое к камере для демонстрации следов в большом зале, состоит в том, что камера должна давать возможность проектировать следы на экран. Главное затруднение при этом заключается в слабом освещении. Поэтому Герцог предложил использовать для демонстрации прозрачную плоскую камеру с радиальным расширением, аналогичную описанной выше падающей камере Вильсона.

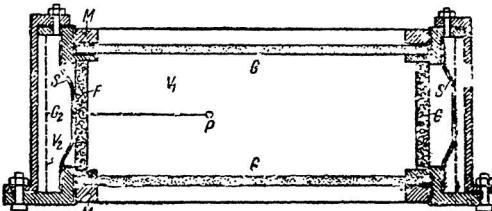


Рис. 186.

Схематический чертеж такой камеры изображен на рис. 186. GG здесь пластины из зеркального стекла; G_1 и G_2 — кольца из сетки; S — резиновое кольцо. Работает камера следующим образом: через трубку, не указанную на чертеже, в объеме V_1 создается давление воздуха, превышающее атмосферное на несколько сантиметров ртутного столба. Резиновое кольцо при этом прилегает к сетке G_2 , как показано в правой части рисунка. Затем в объеме V_2 создается давление, большее, чем в V_1 . Тогда резиновое кольцо занимает положение, указанное в левой части рисунка. Для того чтобы произвести расширение, открывается широкий кран, соединяющий объем V_2 с наружным воздухом. Величина расширения задается положением сетки G_2 . В целях увеличения равномерности расширения и избавления от вихрей, к сетке G_1 с внутренней стороны пришивается слой войлока или фетра F , толщиной примерно в 5 мм.

Для удобства разборки стекла G прижимаются к боковым стенкам камеры ввинчивающимися кольцами M . Газонепроницаемость обеспечивается резиновыми прокладками. На шарик P , помещенный в центр камеры, наносится радиоактивный осадок, служащий источником α -частиц.

Для создания электрического поля в камере Герцог предлагает оклеивать стекла G изнутри тонкой целлофановой пленкой. В качестве контактного электрода служит обычный станиоль. По сравнению с желатиной, целлофан имеет ряд преимуществ: он не загнивает, смачивается не только водой, но и смесью вода—спирт и, наконец, не покрывается каплями жидкости. В виду этого Герцог рекомендует целлофан и для камер, применяемых с исследовательскими целями.

Камера, как уже указывалось, освещается на просвет; затем с помощью объектива изображения следов проектируются на экран. Очевидно, что при этом получаются темные следы на светлом фоне. Герцог отмечает, что при освещении камеры обычной вольтовой дугой яркость следов была достаточна для демонстрации их в большом зале без особого затемнения.

Прежде чем перейти к описанию освещения камеры, отметим, что в последние годы камера Вильсона с успехом применяется для исследования некоторых явлений, происходящих при газовом разряде [30]. Для этого разряд наблюдается между электродами, введенными в рабочее пространство камеры. Непосредственно после расширения, когда в камере еще имеется пересыщение S , достаточное для конденсации паров на ионах, к электродам прикладывается электрический импульс. Получающаяся картина фиксирует распределение зарядов в пространстве. Изменяя форму электродов, можно исследовать различные случаи разряда. В частности, Рэзер, делая электродами дно и крышку камеры, изучал разряд в однородном электрическом поле. На основании подобных опытов с камерой Вильсона можно получить ценные указания о механизме изучаемого газового разряда и о тех вторичных процессах, которыми он сопровождается.

Источники света для освещения камеры Вильсона

Выше уже отмечалось, что задача освещения камеры Вильсона практически оказывается очень трудной. Поэтому рассмотрим этот вопрос несколько подробнее.

Плотность почернения на изображении следов частиц при фотографировании определяется следующими факторами: 1) интенсивностью света, рассеянного следом, 2) длительностью экспозиции, 3) светосилой применяемого фотоаппарата и 4) качеством и обработкой используемого фотоматериала. Интенсивность рассеянного света в свою очередь зависит от многих факторов, а именно: 1) угла рассеяния, 2) плотности ионизации фотографируемого следа, 3) природы газа, наполняющего камеру, 4) жидкости, пары которой конденсируются на ионах, 5) размеров капелек, что в свою очередь зависит от режима работы камеры и момента фотографирования, 6) интенсивности света, которым производится освещение камеры.

Для выяснения роли некоторых из упомянутых факторов рассмотрим их несколько подробнее.

Интенсивность света, рассеянного образовавшимся в камере каплями, очень мала. Кроме того, как уже указывалось, она существенно зависит от угла рассеяния. Качественно уже давно было известно, что она резко уменьшается с увеличением этого угла. Однако количественно эта зависимость для капель, размеры которых велики по сравнению с длиной волны падающего света, была исследована впервые совсем недавно Веббом [31]. Исследование было проведено с белым светом (от вольтовой дуги) для случая двух различных жидкостей — воды и смеси воды с этиловым спиртом, взятых приблизительно в одинаковых весовых пропорциях. Рассеивающие капли получались в камере Вильсона в отсутствии ионизующего агента, т. е. они принадлежали к фону из капель, который часто наблюдается при работе камеры.

Полученные Веббом результаты приведены в табл. 17. В ней I_b означает интенсивность света, рассеянного отдельной каплей для случая воды, I_c — ту же величину для смеси воды со спиртом.

Из таблицы видно, что интенсивность рассеянного света для случая воды уменьшается в 200 раз при изменении угла от 20° до 90°. Для смеси воды со спиртом эта зависимость оказывается не так резко.

На практике фотографирование следов частиц почти всегда производится под углами, близкими к 90°, т. е. в условиях очень слабого рассеяния. Это обстоятельство в особенности существенно для следов β-частиц.

Дело в том, что интенсивность света, рассеянного следом в данном направлении, будет зависеть от числа капель, приходящихся на 1 см длины следа, т. е. от плотности ионизации следа. А она для тяжелых частиц, как известно, почти в тысячу раз больше, чем для легких. Таким образом, в первом случае мы имеем почти в тысячу раз большее число рассеивающих центров, а следовательно, и во много раз большую интенсивность рассеянного света. Это позволяет без особых затруднений производить фотографирование следов тяжелых частиц с короткими экспозициями при угле рассеяния в 90°; при этом оказывается возможным пользоваться сравнительно слабыми и легко доступными источниками света.

Совершенно иначе обстоит дело при фотографировании следов легких частиц. Здесь свет, рассеянный под углом 90°, настолько слаб, что при фотографировании приходится пользоваться сравнительно большими экспозициями и применять очень сильные источники света.

Таблица 17

Угол рассеяния	I_b	I_c	$\frac{I_c}{I_b}$
20°	100	63	0.63
30°	32	27	0.81
40°	12	12.9	1.1
50°	5	7.4	1.5
60°	2.5	4.7	1.9
70°	1.4	3.0	2.1
80°	0.83	2.0	2.4
90°	0.56	1.4	2.5
100°		1.0	

Природа газа, наполняющего камеру, также до некоторой степени влияет на интенсивность света, рассеянного следом. Это обстоятельство объясняется тем, что ионизующие частицы одной и той же энергии создают на единице своего пути в различных газах неодинаковое число ионов.

На интенсивность рассеянного света некоторое влияние оказывает также и природа жидкости, имеющейся в камере. Действительно, сравнение данных 2-го и 3-го столбцов табл. 17 показывает, что I_b и I_c при одном и том же угле вообще не одинаковы. Однако здесь особенно существенно то, что отношение $\frac{I_c}{I_b}$, приведенное в последнем столбце той же таблицы, довольно сильно зависит от угла рассеяния. Например, для угла в 90° оно почти в 4 раза больше, чем для угла в 20° , и имеет при этом значение, заметно большее единицы. Этим обстоятельством обычно пользуются, применяя в камере Вильсона вместо воды смесь воды с этиловым спиртом.

Помимо уменьшения расширения, применение такой смеси несколько увеличивает интенсивность рассеянного света. Вопрос о том, чем вызывается различие в рассеянии света каплями воды и смеси воды со спиртом, пока еще нельзя считать окончательно решенным. Всего естественнее, казалось бы, считать, что это различие обусловливается неодинаковыми размерами тех и других капель. Однако вряд ли можно таким образом объяснить различие между I_c и I_b в 2.5 раза при угле 90° , если учесть, что в опытах Вебба линейные размеры капель для смеси были всего на 20% больше, чем для воды.¹ Более вероятным, согласно Веббу, представляется предположение, что в моменты фотографирования (0.2 сек. после расширения) и определения скорости падения капель (несколько секунд спустя) соотношение размеров капель воды и смеси неодинаково. Это могло иметь место, если по каким-либо причинам быстрота нарастания капель для рассматриваемых жидкостей была различной.

При фотографировании следов весьма важен выбор источника света, которым освещается камера. Для случая тяжелых частиц достаточно иметь обычную угольную вольтову дугу, работающую при небольшой силе тока. Для следов электронов выбор надлежащего источника света встречает целый ряд трудностей. Они возникают в основном из-за того, что все более или менее доступные в обычных лабораторных условиях источники дают недостаточное количество света. Это связано с тем, что экспозиция при фотографировании следов должна быть по возможности короткой (не больше 0.1—0.2 см). При работе с вертикальной камерой экспозиция должна быть еще короче, так как здесь различные искажения следов, возникающие после конденсации,казываются значительно сильнее, чем в горизонтальной камере.

¹ Размеры капель вычислялись по формуле Стокса. Для воды радиус капель равнялся $0.96 \cdot 10^{-3}$ см, для смеси — $1.15 \cdot 10^{-3}$ см.

Обратимся теперь к рассмотрению тех источников света, которые применяются для освещения камеры Вильсона при фотографировании следов легких частиц. Наиболее простым источником света является угольная вольтова дуга. Однако при работе с ней встречается ряд затруднений. Основное затруднение состоит в том, что для фотографирования следов электронов приходится применять очень сильные постоянные токи. Так, например, Андерсон при фотографировании следов космических лучей пускает в дугу ток около 500 А. При токах около 150 А для камер Вильсона обычного размера (диаметр ~ 16 см) уже приходится применять довольно большие экспозиции (~ 0.2 сек.), используя при этом наиболее подходящий сорт углей. В связи с этим при работе часто прибегают к другим источникам света.

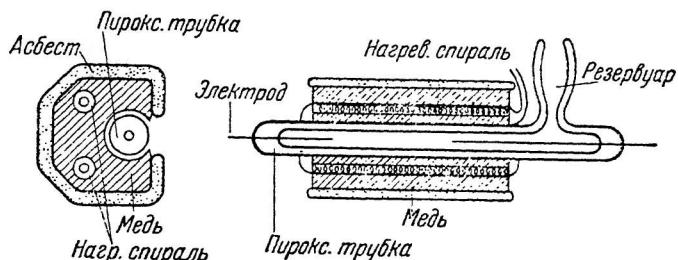


Рис. 187.

Иногда для этой цели используется электрическая искра, получающаяся при разряде конденсаторов большой емкости. Впервые для этих целей она была применена самим Вильсоном (описание его установки см. выше). В последующих работах различных авторов искра получалась несколько различными способами. У одних исследователей [25, 32] она получалась между электродами, впаянными в пирексовые капиллярные трубки, которые заранее откачивались и отпаивались с небольшим количеством ртути (несколько капель). При этом при работе трубки нагревались приблизительно до 200° , так что разряд происходил в парах ртути при сравнительно большом давлении. К трубкам прикладывалось напряжение в 30—35 кВ. Конденсаторы, заряжавшиеся до этой разности потенциалов, имели емкость около $0.5 \mu\text{F}$.

У других экспериментаторов [7, 33] вся трубка целиком заполнялась ртутью. При работе она нагревалась до $350—400^\circ$, при этом ртуть разрывалась, и между электродами образовывалось пространство с ртутным паром (лишняя ртуть уходила в соответствующие расширения на трубке).

Для примера на рис. 187 изображена трубка, применявшаяся Оже (в продольном и поперечном разрезе). Устройство ее понятно из рисунка. Для освещения камеры Оже применял два таких

источника, расположенных относительно камеры и фотоаппарата так, как это показано на рис. 188. В его опытах конденсаторы большой емкости заряжались через кенотрон от индукционной катушки и затем разряжались через трубку.

Описанные искровые источники света обладают тем большим преимуществом, что они дают вспышку, делящуюся очень короткое время (порядка 10^{-4} сек.). Это позволяет производить с ними практически моментальное фотографирование. Наряду с этим они имеют и большие недостатки. Прежде всего, при той мощности искры, при которой трубы еще не очень быстро разрушаются, эти источники дают недостаточное количество света для фотографирования β -частиц под углом 90° по отношению к направлению светового пучка. По этой причине все авторы, при-

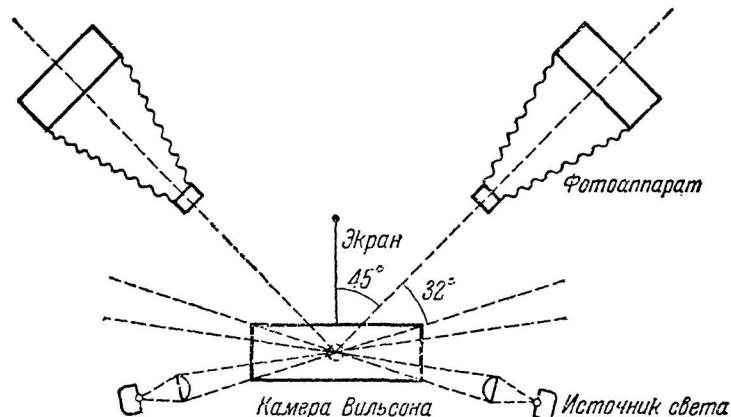


Рис. 188.

менявшие подобные источники света, производили фотографирование под сравнительно небольшими углами, для которых интенсивность рассеянного следами света во много раз больше, чем для угла 90° . Из рис. 188 видно, что у Оже, например, этот угол составлял всего 32° . В этом направлении интенсивность рассеянного света, как показывает табл. 17, приблизительно в 50 раз больше, чем для угла в 90° (для паров воды). Однако фотографирование под углами, заметно отличающимися от 90° , связано с целым рядом неудобств и поэтому редко применяется.

Отмеченный недостаток искрового источника не играет существенной роли при фотографировании тяжелых частиц; поэтому в этом случае такие источники могут применяться с большим успехом.

Другой недостаток рассматриваемых источников света заключается в следующем. Для получения как можно более сильного источника света с такими трубками приходится работать при сравнительно высоких напряжениях, при которых трубы

довольно часто разрушаются вследствие сильного удара, имеющего место во время разряда. В связи с этим нужно отметить следующее важное обстоятельство. Изменяя конструкцию трубки или заменяя наполняющий ее газ другим, можно добиться увеличения интенсивности света, даваемого источником при заданном напряжении и емкости разряжаемых конденсаторов. Однако при этом, как показал Берден [25],¹ увеличение интенсивности света всегда связано с уменьшением напряжения, при котором трубки разрываются. Например, уменьшение диаметра капилляра трубок или увеличение их накала вызывает при прочих равных условиях увеличение интенсивности света, но в то же время снижает критическое напряжение, при котором трубки разрушаются. Далее, введение в трубку гелия (от 10 до 30 см ртутного столба) позволяет работать без подогрева. При этих условиях получается интенсивность света большая, чем с одной ртутью. Однако разрывное напряжение вместе с этим снижается почти вдвое. Аналогичные результаты Берден получил также при наполнении трубок воздухом, парами иода, аргоном. В результате всех этих опытов он пришел к заключению, что трубки разрушаются при таких напряжениях, которые в различных конструкциях соответствуют приблизительно одной и той же интенсивности света. Таким образом, в рассматриваемых источниках света имеется некоторый, — к сожалению, недостаточно высокий, — предел интенсивности света.

Для фотографирования следов легких частиц более удобным является источник света, впервые предложенный Блеккетом [9]. Мы опишем его в том виде, в каком он разработан и применяется в настоящее время в лаборатории атомного ядра Физического института Академии Наук СССР.

Принцип действия этого источника света легко понять из схемы рис. 189. Вторичная обмотка *A* повышающего трансформатора присоединяется непосредственно к электродам разрядного промежутка *C* (его устройство более подробно будет описано несколько ниже). Первичная обмотка *B* трансформатора с помощью ключей *D* и *E* на небольшой промежуток времени присоединяется накоротко к зажимам силовой сети переменного тока.² При этом один из ключей *D* и *E* включает цепь, другой ее

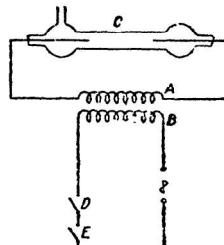


Рис. 189.

¹ Данные Бердена относятся только к трубкам с небольшим содержанием ртути (трубки первого типа см. выше). Однако можно предполагать, что полученные им выводы справедливы также и для трубок второго типа.

² Блеккет указывает, что трансформатор при работе может присоединяться также и к сети постоянного тока. Однако для всех испытанных нами трансформаторов с переменным током всегда получалась большая света, чем с постоянным током.

выключает. При выключении первичной цепи во вторичной обмотке трансформатора получается электрический импульс, зажигающий дугу в ртутном промежутке *C*. Она горит, пока включена первичная обмотка. Получающаяся таким образом световая вспышка и используется для освещения камеры Вильсона.

Остановимся на некоторых деталях рассматриваемого источника света. Прежде всего, применяемый трансформатор должен давать на зажимах вторичной обмотки достаточно высокое напряжение. Только в этом случае происходит быстрое и надежное зажигание дуги в ртутном промежутке *C*. В нашей лаборатории для этой цели используется трансформатор на 110—5000 вольт. Однако, повидимому, более рационально применять несколько более высокие напряжения (7—8 кВ), как это делает Блеккет.

Для получения сильного источника света трансформатор должен быть достаточно мощным ($\sim 5 \text{ kW}$). При этом желательно, чтобы его вторичная обмотка имела как можно меньшее сопротивление,

так как в этом случае можно получить наивыгоднейшее распределение мощности, выделяемой во вторичной цепи. При включении по схеме рис. 189 трансформатор работает с большой перегрузкой.

Действительно, как только в промежутке *C* загорается дуга, его сопротивление резко падает. Вторичная обмотка трансформатора оказывается замкнутой почти накоротко, чем и вызывается его перегрузка. (Поэтому трансформатор должен включаться лишь на очень короткий промежуток времени.) Для примера можно указать, что в применяемом в нашей лаборатории 5-кВ трансформаторе при работе ртутного промежутка в первичной обмотке идет ток 250—300 А.

Наиболее слабым местом в рассматриваемом методе освещения является конструкция самого источника света — ртутного промежутка *C*. В нашей лаборатории применялись различные его конструкции. После большого числа опытов наиболее подходящей оказалась следующая (рис. 190). В толстостенный пирексовый капилляр с внутренним диаметром 3 мм и внешним 11 мм впаиваются вольфрамовые электроды *E₁*, *E₂*, толщиной около 0.5 мм. Расстояние между их концами задается длиной светящегося столба, необходимого в данных условиях работы (в наших трубках это расстояние было около 5 см). На одном конце капилляра делается отросток с шариком *A*, объемом в несколько см³. В дальнейшем оказалось, что для хорошей работы такого источника света существенно, чтобы ртуть в трубках была как можно чище и чтобы внутри нее не было пузырьков воздуха. По этой

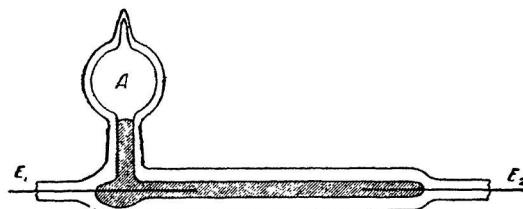


Рис. 190.

причине наполнение трубок ртутью производится под высоким вакуумом на установке с насосами Ленгмюира. При этом, перед тем как ртуть перегоняется в трубки, последние прогреваются в течение некоторого времени при 400—450° С. Трубки наполняются ртутью приблизительно до шарика, как это показано штриховкой на рис. 190. Затем они снимаются с вакуумной системы и запаиваются, причем перед этим в шарик пускается воздух при атмосферном давлении. При работе он играет роль демпфера.

Перед работой трубка нагревается. Ртуть в капилляре разрывается, и между электродами образуется промежуток с ртутным паром, давление которого несколько больше атмосферного. Лишняя ртуть при этом уходит в шарик. Для нагревания трубы непосредственно на поверхности стекла наматывается соответствующая проволока.

Для оценки длительности службы рассматриваемого источника света можно для примера указать, что наши трубы последней серии выдерживают в среднем больше 500 вспышек.

Рассматриваемый метод освещения имеет свои преимущества и недостатки. Его преимущество состоит прежде всего в том, что при экспозициях 0.1—0.15 сек. источник дает количество света, достаточное для фотографирования следов электронов. Затем он довольно удобен в работе, поскольку трубка после установления соответствующего нагрева не требует за собой никакого ухода, и, кроме того, включение источника легко synchronизируется с работой камеры.

Недостатки этого метода, помимо сравнительно большой экспозиции, заключаются в том, что приходится применять очень сильные переменные токи, и, кроме того, ртутные трубы довольно часто разрушаются. Однако первое обстоятельство здесь менее существенно по сравнению с вольтовой дугой, так как сильные переменные токи в обычных лабораторных условиях более доступны, чем сильные постоянные. О втором недостатке было подробно сказано в связи с разбором ртутно-искровых источников (см. выше).

Ряд авторов применял и другие источники света для фотографирования следов β-частиц. Отметим некоторые из них.

Лепранс Ринге [34] пользовался следующим источником (рис. 191). На латунных зубчатых планках A и B, соединенных кварцевым креплением T, помещается тончайшая алюминиевая фольга. Сверху надевается металлический цилиндр с боковым стеклянным окном. Он укрепляется на кольце D. Через подвод C цилиндр откачивается и затем наполняется кислородом.

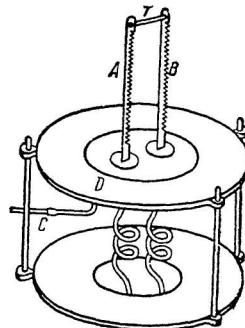


Рис. 191.

При коротком замыкании источника тока алюминиевой фольгой она быстро сгорает, давая большое количество света, который и используется для освещения камеры. Этот метод освещения, несмотря на свою простоту, обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, перед каждой вспышкой требуется вновь закладывать в прибор алюминиевую фольгу и наполнять его кислородом. Это очень усложняет работу. Во-вторых, светящаяся поверхность получается довольно больших размеров, что затрудняет получение хорошего светового пучка, необходимого для освещения камеры Вильсона.

Саймонс и Зубер [35] в лаборатории Блеккета недавно использовали для фотографирования следов β -частиц 100-ваттные лампы накаливания на напряжение 100 вольт. Эти лампы имели тонкие металлические нити подковообразной формы. Четыре таких лампы располагались вокруг камеры Вильсона; каждая из них была снабжена сферическим рефлектором сзади и отдельной цилиндрической линзой — спереди. На время экспозиций (0.2—0.25 сек.) напряжение на лампах переключалось со 100 на 200 вольт. Переключение производилось автоматически в момент расширения камеры. По указаниям авторов, подобный перекал не оказывается вредно на лампах. Приведенные в их работе фотографии следов показывают, что в этом случае имеется достаточное количество света для фотографирования β -частиц.

Большое преимущество этого метода освещения состоит в том, что он не требует больших токов. Кроме того, он довольно прост в обращении и не требует сложной аппаратуры. Не совсем удобно большое число ламп, занимающих много места около камеры.

В заключение укажем еще, что Мотт-Смит [36], работая с камерой Вильсона с большим давлением газа, применял для ее освещения обычную кварцевую ртутную дуговую лампу постоянного тока. На время экспозиции (0.05 сек.) балластное сопротивление лампы закорачивалось. При этом ток увеличивался с 2 до 50 А. Таким образом, и здесь используются сравнительно небольшие токи. Однако нужно иметь в виду, что при работе с камерами с большим давлением вопрос освещения всегда решается более просто, так как в этом случае число ионов на 1 см пути много больше, чем в камере с нормальным давлением. В этом отношении интересно отметить, что, по данным Боннера и Брубакера [23], в камере Вильсона с давлением около 20 атмосфер следы β -частиц легко можно фотографировать с помощью двухкиловаттной лампы накаливания.

Из рассмотренного материала очевидно, что существует большое число различных источников света. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. При работе выбор того или иного источника света определяется в основном теми возможностями, которые имеются в данных лабораторных условиях.

При фотографировании следов существенным является также выбор объективов фотоаппарата. Обычно приходится работать

с недостаточной силой света; поэтому стараются применять возможно более светосильные объективы. Однако увеличение светосилы (при заданном увеличении, с которым получаются снимки) связано с уменьшением глубины изображаемого пространства. Действительно, две эти величины связаны между собою следующим соотношением:

$$\Delta = \frac{2d(k+1)}{D} \quad (16)^1$$

Здесь k — уменьшение, с которым получаются снимки, D — относительное отверстие объектива, d — предельно допустимое размытие изображения точки на фотографии, увеличенной до натуральной величины, и Δ — глубина изображаемого пространства, т. е. то расстояние, в пределах которого каждая точка следа дает на снимке, увеличенном до нормального размера, изображение, величина которого меньше d .

Так как глубина изображаемого пространства уменьшается при увеличении относительного отверстия объектива, то очень светосильные объективы нельзя применять при работе с глубокими камерами (5—6 см). Они, однако, вполне применимы в тех случаях, когда глубина освещаемого слоя в камере не превышает 2—2.5 см.

Обработка снимков, полученных с камерой Вильсона

При изучении какого-либо явления с помощью камеры Вильсона обычно производится фотографирование получающейся в ней картины. Иногда ограничиваются тем, что с камеры делают только один снимок. Однако в этом случае по одной фотографии нельзя судить о пространственной картине в камере. А ведь в большинстве случаев как раз по пространственному расположению частиц, участвующих в данном процессе, можно заключить о механизме изучаемого явления. Поэтому, для того чтобы можно было восстановить пространственное расположение частиц в камере, в большинстве случаев делают одновременно два снимка, получая таким образом проекции следов на две различные плоскости. Рассмотрим теперь, каким образом получаются такие парные фотографии и как по ним можно восстановить взаимное расположение следов в пространстве, т. е. измерить угол между следом и заданным направлением и, в частности, углы между следами, а также длину отрезка следа.

Для получения парных фотографий наиболее часто применяются два следующих способа: камера Вильсона фотографируется или двумя отдельными фотоаппаратами, — расположенным такими образом, что фотопластинки (или пленки) лежат во взаимно перпендикулярных плоскостях, — или же стереоскопическим фотоаппаратом. В первом случае получаются про-

¹ Это соотношение легко вывести, пользуясь элементарными формулами геометрической оптики [37].

екции на две взаимно перпендикулярные плоскости, во втором — стереоскопическая фотография, рассматривание которой с помощью обычного стереоскопа дает возможность сразу видеть всю пространственную картину расположения следов в камере Вильсона.

Первый способ обладает тем преимуществом, что он позволяет производить измерение углов между двумя следами с большой точностью. Но и второй способ обладает большим достоинством, так как он позволяет, не прибегая к обработке снимков, отобрать на них те интересующие нас случаи, которые изучаются в данной работе. Для этого достаточно просмотреть полученные таким

способом снимки в обычный стереоскоп. При фотографировании по первому способу такие заключения можно сделать только после обработки снимков.

Отметим, что для получения парных снимков совсем не обязательно применять два объектива. Для этой цели можно пользоваться и одним объективом. Например, для получения двух проекций на взаимно перпендикулярные плоскости можно воспользоваться зеркалами 1 и 2, расположенными так, как указано на рис. 192. Это устройство впервые было предложено Шимизу [19]

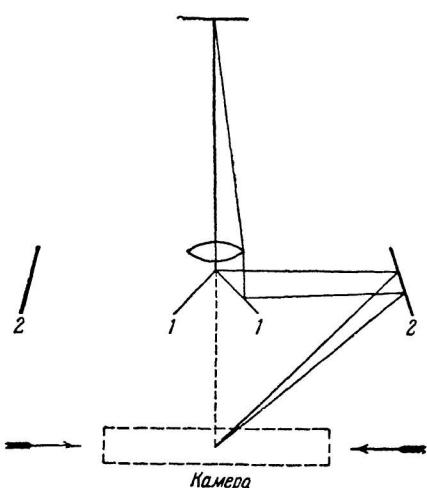


Рис. 192.

и затем применялось Блэккетом [38] и др. В дальнейшем для этого использовались и более совершенные приемы, основанные на том же принципе [39]. Метод зеркал для получения парных снимков может быть применен также при фотографировании и под углами, меньшими 90° [10, 40].

Рассмотрим теперь несколько более подробно способ получения фотографий на две взаимно перпендикулярные плоскости. При этом ограничимся теми случаями, когда фотографирование производится с помощью двух объективов. Простейший способ получения таких фотографий указан на рис. 193. Здесь с изображает камеру Вильсона, L и L' — объективы двух фотоаппаратов, P и P' — фотоэмульсии или киноленты, на которых получаются изображения камеры, aa и bb — фокальные плоскости объективов того и другого фотоаппарата, перпендикулярные друг к другу. Однако такой метод обладает большим недостатком, так как на пластинах P и P' резкие изображения получаются лишь для

следов, расположенных в узкой центральной полосе около линии пересечения фокальных плоскостей aa и bb . В виду этого рационально пользоваться им лишь в тех случаях, когда изучаются частицы, дающие следы внутри этой центральной полосы. Так, например, Блеккет [38] пользовался им в одной из своих первых работ для изучения рассеяния α -частиц атомами газа.

Схема значительно более совершенного способа получения снимков на двух взаимно перпендикулярных плоскостях изображена на рис. 194 [41]. Отличительная особенность этого способа состоит в том, что оси объективов L и L' фотоаппаратов устанавливаются в наклонном положении по отношению к фотопластинкам P и P' , расположенным во взаимно перпендикулярных плоскостях AQ и $A'Q'$. При этом угол наклона ψ подбирается таким, чтобы плоскость камеры aa являлась сопряженной плоскостью с плоскостями обеих пластинок P и P' . Для этого необходимо, как показывается в оптике, чтобы главная плоскость объектива (AL или $A'L'$) проходила через линию пересечения плоскостей камеры и соответствующей фотопластинки. Если эти условия выполнены, то на обеих пластинах получается

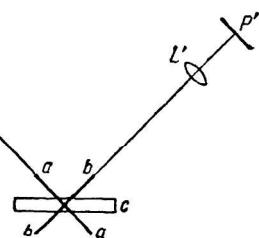


Рис. 193.

резкое изображение всей камеры Вильсона, т. е. тем самым полностью устраняется недостаток схемы рис. 193.

Угол наклона оптической оси фотоаппарата по отношению к плоскости камеры (φ) и угол между главной плоскостью объектива и плоскостью пластиинки (ψ)

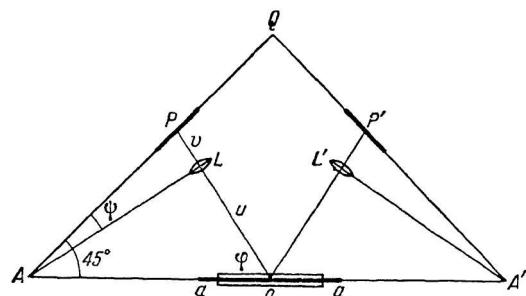


Рис. 194.

легко могут быть рассчитаны, если известно увеличение, с которым должно производиться фотографирование камеры. Действительно, принимая обозначения, указанные на рис. 194, мы имеем для увеличения m следующее выражение:

$$m = \frac{v}{u} = \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \varphi, \quad (17)$$

но $\psi = \varphi - 45^\circ$, поэтому

$$m = \operatorname{tg}(\varphi - 45^\circ) \operatorname{tg} \varphi = \frac{1 + \operatorname{tg} \varphi}{1 - \operatorname{tg} \varphi} \operatorname{tg} \varphi. \quad (18)$$

и, следовательно,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{2} \{ 1 + m \pm \sqrt{(1+m)^2 + 4m} \}. \quad (19)$$

Отсюда, например, для $m = \frac{1}{5}$ ¹ находим для φ и ψ следую-

щие значения: $\varphi = 53^{\circ}27'$ и $\psi = 8^{\circ}27'$. (При этих расчетах в формуле (19) взят положительный знак.)

Зная фокусное расстояние объективов, можно по данному увеличению вычислить также величины u и v . Таким образом, мы получаем все параметры схемы рис. 194.

Рассмотрим теперь, как по фотографиям, полученным одним из упомянутых выше способов, можно найти угол между двумя

следами, а также длину отрезка какого-нибудь следа. Тригонометрические расчеты для схем рис. 193 и 194 будут одинаковыми.

В виде примера рассмотрим рассеяние a -частиц атомами газа. На рис. 195 схематически изображен один случай такого рассеяния. Здесь даны проекции вилки на две взаимно перпендикулярные плоскости (плоскости фотопластинок или кинопленок).

Пунктирные линии проведены через вершину вилки параллельно изображению линии пересечения фокальных плоскостей (например, aa и bb рис. 193).² Вычислим величину угла рассеяния a -частицы и длину следа, например, после рассеяния. Это можно сделать следующим образом. На полученных фотографиях можно измерить углы α , α' и β , β' , а также проекции следа r_a и r_{β} . Возьмем прямоугольную систему координат в пространстве. Пусть плоскости XOZ и YOZ совпадают с плоскостями двух фотопластинок (или пленок), на которых получается изображение камеры. Тогда для некоторого отрезка OP , изображающего след a -частицы после рассеяния, мы будем иметь картину, представленную на рис. 196. То же самое будем иметь для отрезка OQ , изображающего след a -частицы до рассеяния. (Этот отрезок и его проекции не нанесены на рисунок, чтобы не

¹ Приблизительно с таким увеличением работают при фотографировании камеры Вильсона нормального размера (диаметр около 16 см) на обычную кинопленку.

² Фотоаппараты могут быть установлены таким образом, что эти пунктирные линии будут перпендикулярны краям кинопленки, и поэтому их легко построить на фотографиях.

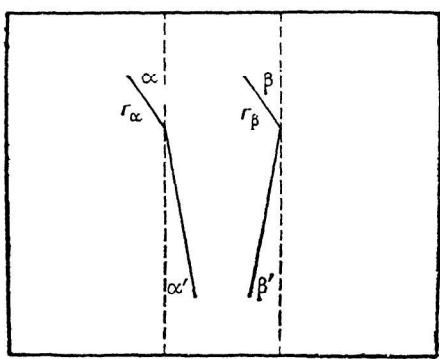


Рис. 195.

усложнить его.) Обозначим направляющие косинусы OP и OQ с осями X, Y, Z через l, m, n и l', m', n' соответственно, тогда искомый угол Θ можно найти из соотношения:

$$\cos \Theta = ll' + mm' + nn'. \quad (20)$$

Если учесть, что

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{l}{m}, \\ \operatorname{tg} \beta &= \frac{m}{n} \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha' &= \frac{l'}{n'}, \\ \operatorname{tg} \beta' &= \frac{m'}{n'}, \end{aligned}$$

как это следует из рис. 196, то для угла Θ будем иметь:

$$\cos^2 \Theta = \frac{(\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha' + \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \beta' + 1)^2}{(\operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta + 1)(\operatorname{tg}^2 \alpha' + \operatorname{tg}^2 \beta' + 1)}. \quad (21)$$

Однако это выражение очень сложно, и поэтому им неудобно пользоваться, в особенности при промерах большого числа следов. Его следует применять непосредственно только в тех случаях, когда углы должны быть определены с очень большой точностью. В других же случаях применительно к условиям опыта формула (21) может быть значительно упрощена. Например, при измерении угла между фотоном и созданным им электроном, α' и β' будут равны нулю, если пучок лучей проходит через камеру параллельно оси Z принятой выше координатной системы. Полагая в формуле (21) $\alpha' = \beta' = 0$, имеем для этого случая:

$$\operatorname{tg}^2 \Theta = \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta. \quad (22)$$

Если α' и β' отличны от нуля, но малы (как это, например, имеет место в опытах по рассеянию α -частиц атомами газа), а углы α и β не превышают 45° , то, как показал Блекнет, в этом случае можно пользоваться следующей приближенной формулой:

$$\operatorname{tg}^2 \Theta = \operatorname{tg}^2 (\alpha - \alpha') + \operatorname{tg}^2 (\beta - \beta'). \quad (23)$$

Она имеет очень удобную форму, поскольку Θ является функцией лишь двух переменных $(\alpha - \alpha')$ и $(\beta - \beta')$. Действительно, для вычисления Θ можно пользоваться графическим методом, если заранее нанести систему кривых $\Theta = f(\alpha - \alpha')$ для ряда заданных значений $(\beta - \beta')$ и $\Theta = f(\beta - \beta')$ для ряда заданных значений $(\alpha - \alpha')$.

В некоторых случаях для вычисления Θ удобно воспользоваться также другими графическими методами [38].

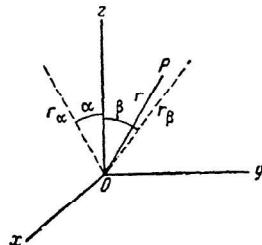


Рис. 196.

В дополнение отметим еще следующее обстоятельство, которое при очень точных измерениях углов может играть существенную роль. Назовем условно центром снимка ту точку его, в которой пластинку (или пленку) пересекает перпендикуляр, опущенный на нее из центра объектива. Если теперь сфотографировать один и тот же угол таким образом, чтобы вершина его изображения в разных случаях лежала на различных расстояниях от центра снимка, то, как показал Блеккет [42], вычисленная величина угла для этих случаев будет не одинаковой: она будет тем больше отличаться от истинного значения, чем дальше изображение его вершины лежит от центра снимка. Блеккет в той же работе вывел формулы, которыми можно пользоваться для введения соответствующих поправок. В виду сложности этих формул, мы здесь на них не останавливаемся. Отметим только, что в некоторых случаях эти поправки могут достигать 5° [42, 43].

Приводимая ниже таблица служит примером того, насколько точно можно производить измерения углов описанным выше

Таблица 18

Измеренный угол	Отклонение от среднего
59°37'	10'
59 14	13
59 42	15
59 14	13
59 27	0
Среднее 59°27'	10'.2

Истинное значение угла $59^\circ 27'.5$

методом, если вводить указанные Блеккетом поправки. В ней даны результаты измерения угла, сделанного из стеклянных нитей и сфотографированного так, что вершина его изображения в разных случаях находилась на различных расстояниях от центра снимка.

Как видим из таблицы, точность измерения угла очень велика. Однако следует иметь в виду, что она будет значительно меньше, если мы будем измерять угол между двумя следами легких частиц, фотографируемых в магнитном поле, так как здесь вследствие искривления путей, вызываемого полем, для определения направления приходится брать короткие отрезки следов. Точность измерения, кроме того, сильно зависит также и от качества обрабатываемых фотографий.

Укажем теперь еще, как можно измерить длину следа. Обозначим через r длину отрезка OP (см. рис. 196), изображающего след α -частицы после рассеяния. Тогда для вычисления r можно воспользоваться следующими формулами, которые легко вывести, и рис. 196.

$$r^2 = r_\alpha^2 + r_\beta^2 \sin^2 \beta = r_\beta^2 + r_\alpha^2 \sin^2 \alpha. \quad (24)$$

Отсюда

$$r = k_\alpha r_\alpha = k_\beta r_\beta, \quad (25)$$

где

$$\left. \begin{aligned} k_a &= \frac{(1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \beta}, \\ k_b &= \frac{(1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \beta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \alpha}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Применение формул (25) и (26) облегчается тем обстоятельством, что k_a (или k_b) заранее могут быть рассчитаны для всех возможных углов α и β и представлены в виде соответствующих кривых.

Обработку фотографий, дающих проекции на две взаимно перпендикулярные плоскости, можно производить и другими способами. С этой целью можно поступить, например, следующим образом. Нанесем на верхнее стекло камеры две взаимно перпендикулярные прямые и установим фотоаппараты так, чтобы проекция одной из этих прямых на обоих снимках была перпендикулярна к краям пленки, а проекция другой проходила посередине снимка. Пусть первая прямая является осью X прямоугольной координатной системы с началом в точке пересечения прямых, нанесенных на стекло камеры. Тогда мы будем иметь на одной пленке проекцию фотографируемой картины на плоскость XOY , на другой — на плоскость XOZ . Поэтому для какой-нибудь точки на фотографиях, например для изображения начала следа, мы можем измерить все три ее координаты¹ и по ним в свою очередь определить пространственные координаты соответствующей точки внутри камеры.

Для того чтобы этим методом вычислить длину какого-нибудь следа, необходимо измерить разность координат обоих его концов и по ним произвести вычисление расстояния между двумя точками, пользуясь обычными формулами аналитической геометрии. Аналогичным образом можно произвести вычисление угла между двумя следами. Для этого нужно измерить координаты трех точек — точки пересечения следов и каких-нибудь двух точек, лежащих на том и другом следе. Однако отрезки на следах между двумя измеряемыми точками должны быть достаточно малыми, чтобы не сказывалось заметным образом искривление следа в магнитном поле.

Оба метода обработки фотографий, рассмотренные выше, связаны с довольно длительными расчетами. При обработке очень большого числа фотографий первый метод обладает некоторым преимуществом по той причине, что здесь для вычислений могут быть использованы заранее рассчитанные кривые.

Перейдем теперь к рассмотрению вопроса о том, каким образом можно промерять стереоскопические снимки, т. е. вычислить

¹ На одной фотографии мы можем измерить координаты X и Y , а на другой — X и Z , причем X в обоих случаях будет одним и тем же.

по ним взаимное пространственное расположение следов в камере Вильсона. Для этой цели можно применять три различных метода. Для всех них общим является то обстоятельство, что измеряющий непрерывно видит пространственную картину следов и производит совмещение в пространстве различных точек следа с «маркой». Разберем эти методы промеров снимков несколько подробнее.

Для обработки снимков, полученных с камерой Вильсона, можно применять стереокомпаратор. Впервые этот прибор был использован Лугриджеем [44], изучавшим пространственное распределение фотоэлектронов, создаваемых рентгеновскими лучами. Он работал с очень примитивной моделью стереокомпаратора.

Вскоре после него Д. В. Скобельцын [14, 45] для измерения углов применил более совершенную модель этого прибора — стереокомпаратор Пульфриха.

Принцип этого метода состоит в следующем. Введем для наших снимков плоские системы координат: ξ, η — для левого и ξ', η' — для правого. При этом выберем их так, чтобы начала координат совпадали с проекциями центров объективов на плоскость фотографий, а оси ξ и ξ' являлись одна продолжением другой (рис. 197). Кроме того, введем

еще систему координат X, Y, Z , расположенную в центре левого объектива, таким образом, как указано на рис. 197. В ней мы будем отсчитывать координаты точек, расположенных в камере Вильсона. Возьмем одну из таких точек P , например, начало какого-нибудь следа. Пусть ее координаты будут x, y, z . Для изображения точки P на левом и правом снимках мы соответственно получим какие-то координаты $\xi\eta$ и $\xi'\eta'$. Между x, y, z , с одной стороны, и $\xi\eta$ и $\xi'\eta'$, с другой, — существует простая связь, легко устанавливаемая из рис. 197. Она имеет вид:

$$\xi = -\frac{fx}{z}; \quad \xi' = -\frac{f(x+d)}{z}; \quad \eta = \eta' = -\frac{fy}{z}. \quad (27)$$

Здесь f — фокусное расстояние объективов, а d — расстояние между центрами объективов. Отсюда получаем так называемую параллактическую разность

$$p = |\xi - \xi'| = \frac{f}{z}d.$$

Она зависит лишь от координаты z .

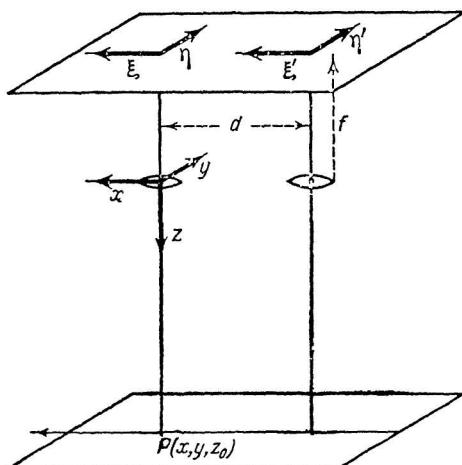


Рис. 197.

С помощью стереокомпаратора измеряются координаты ξ и η и параллактическая разность, и по ним вычисляются координаты точки P по следующим формулам:

$$z = \frac{fd}{p}; \quad x = -\xi \frac{z}{f}; \quad y = -\eta \frac{z}{f}. \quad (28)$$

В этом и состоит сущность метода.

При обработке снимков с камеры Вильсона обычно приходится измерять разность координат двух близко расположенных точек. Для этого случая мы получаем следующие упрощенные формулы непосредственно для этих разностей:

$$\left. \begin{aligned} \Delta z &= -\frac{z_0^2}{fd} \Delta p, \\ \Delta x &= \xi \frac{z_0^2}{f^2 d} \Delta p - \frac{z_0}{f} \Delta \xi, \\ \Delta y &= \eta \frac{z_0^2}{f^2 d} \Delta p - \frac{z_0}{f} \Delta \eta. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Они получены в предположении, что произведение координат $z_1 z_2$ для этих двух близко лежащих друг от друга точек можно заменить квадратом расстояния центра объектива от средней плоскости камеры (z_0^2). Зная величины f и d и увеличение изображения, можно вычислить множители, стоящие в формуле (29) перед Δp , $\Delta \xi$ и $\Delta \eta$. Таким образом весь процесс измерения сводится к нахождению Δp , $\Delta \xi$ и $\Delta \eta$ для двух каких-нибудь точек ξ и η — для одной из них.

Перед началом измерений необходимо произвести правильную установку снимков в стереокомпараторе. Для этой цели обычно на верхнем стекле камеры Вильсона отмечают положение проекций центров обоих объективов на плоскость камеры. Нанесенные таким образом метки при фотографировании дают изображения на обоих снимках. Линия, соединяющая эти изображения, дает для одного снимка ось ξ , для другого — ось ξ' . При правильном положении снимков в стереокомпараторе оси ξ и ξ' должны являться одна продолжением другой (см. рис. 197).

Для измерения Δp , $\Delta \xi$ и $\Delta \eta$ для двух каких-нибудь точек производится совмещение имеющейся в стереокомпараторе «марки» сначала с одной из точек, а затем — с другой.¹ Тогда разность

¹ Две неподвижные марки расположены на оптических осях в фокальных плоскостях окуляров обоих микроскопов. При правильной установке микроскопов наблюдатель видит одну марку в трехмерном пространстве рассматриваемой картины. Перемещением салазок вдоль осей OX и OY и вращением «винта параллакса» можно изменять все три пространственные координаты марки и совмещать ее с любой точкой исследуемого пространства. Точность, достигаемая этим методом при использовании стереоскопической картины, существенно больше той, которой можно было бы достичь при последовательном совмещении каждой из марок в отдельности с соответствующими точками двух изображений, рассматриваемых отдельно правым и левым глазом. (Прим. ред.)

отсчетов соответствующих барабанов сразу дает Δp , $\Delta \xi$ и $\Delta \eta$. Эти величины обычно измеряются с большой точностью. Однако сами ξ и η можно измерять с меньшей точностью, так как множители у ξ и η в формуле (29) всегда очень малы по сравнению с множителями при $\Delta \xi$ и $\Delta \eta$. Первые члены в формуле (29) обычно дают ко вторым лишь небольшую поправку. Поэтому нет необходимости очень точно определять положение начала координат на фотографиях. Эти поправочные члены вообще опускаются в том случае, если угол, образуемый направлением измеряемого отрезка с фокальной плоскостью, невелик.

По вычисленным из формулы (29) Δx , Δy и Δz легко установить пространственное расположение измеряемого отрезка следа, пользуясь формулами аналитической геометрии. В тех случаях, когда измеряется угол между следом электрона и некоторым заданным направлением, например направлением попадающего в камеру пучка γ -или рентгеновских лучей, удобно это направление выбирать параллельным оси x (см. рис. 197). При таких условиях выражение $\frac{\Delta x}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}}$ дает сразу косинус искомого угла.

Аналогичным образом можно найти угол между двумя следами, например, для вилки. Здесь приходится измерять Δx , Δy и Δz уже для двух отрезков и по ним вычислять искомый угол.

Второй метод, часто применяемый при обработке стереоскопических фотографий, можно назвать методом репроекции следов. Впервые он был предложен Вильямсом и Нуттом [46]. Сущность его состоит в следующем. Обрабатываемые стереоскопические фотографии P_1 и P_2 (см. рис. 198) помещаются в тот же

самый фотоаппарат, с помощью которого они были получены. При этом их положение относительно фотоаппарата должно быть таким же, как и при фотографировании. Оба снимка освещаются лампами M_1 и M_2 , расположенными со стороны, противоположной объективам, как это

показано на рис. 198. Пусть I_1 и I_2 — изображения точки T фотографируемого объекта, а O_1 и O_2 — центры объективов L_1 и L_2 . Так как относительное положение снимков и объективов фотоаппарата остается тем же, что и при фотографировании, то отсюда следует, что точка T' , лежащая на пересечении линий I_1O_1 и I_2O_2 , расположена по отношению к фотоаппарату точно так же, как и точка T снимаемого объекта, изображениями которой являются I_1 и I_2 . Таким образом, установив

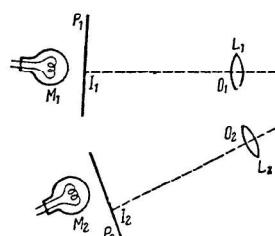


Рис. 198.

точку пересечения соответствующих лучей I_1O_1 и I_2O_2 , мы тем самым находим истинное положение в пространстве для точки T фотографируемого объекта. Выполнив эту операцию для различных точек какого-нибудь следа, мы тем самым восстанавливаем его расположение в пространстве.

Такой метод репроекции следов принципиально применим также и в том случае, если парные фотографии получены на двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Однако практически определение положения точки T' как места пересечения двух соответствующих лучей занимает очень много времени. Поэтому

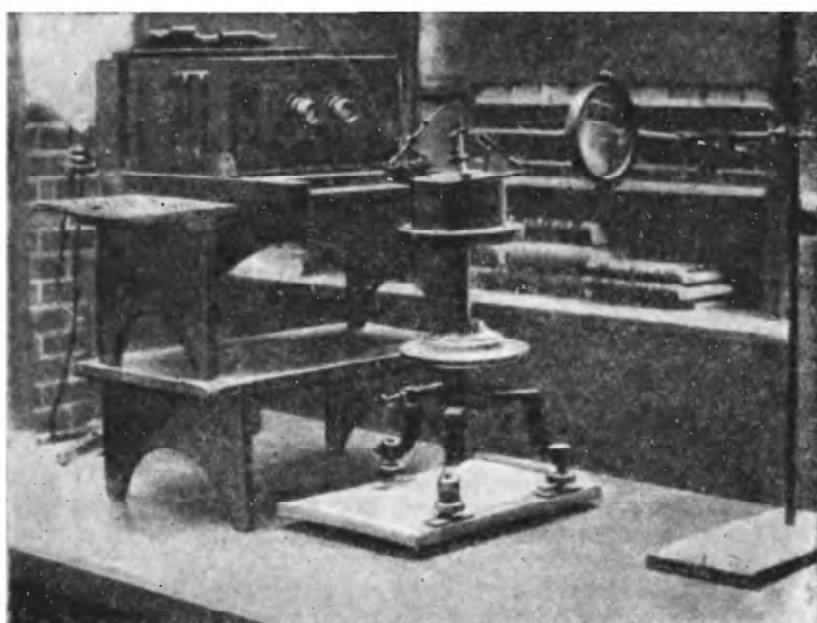


Рис. 199.

метод Вильямса — Нуттола обычно применяется для обработки только стереоскопических снимков, так как в этом случае возможно видеть положение каждой точки T' следа в пространстве, если смотреть правым глазом (E_1) в левый объектив, а левым (E_2) — в правый. Тогда, помещая на том месте, где находился фотографируемый объект, систему острый (рис. 199), обладающих тремя степенями свободы, мы будем наблюдать в пространстве одновременно и восстановленный след и эти остряя, и поэтому можем их концы совместить с отдельными точками следа, очертав тем самым его контур. По установленной таким образом системе острый можно определить соответствующие углы, а также длины отрезков. Их измеряют непосредственно на остряя или же проек-

тируют для этого всю картину на соответствующие плоскости, установив систему острый на вращающемся столике, как это было сделано у Вильямса и Нуттоля. На рис. 199 дан общий вид их установки.

Для измерения углов и длин можно поступить также несколько иначе, ограничившись одной иголкой. Совместя ее с различными точками измеряемого следа и отсчитывая для каждой из них три прямоугольные координаты, можно по этим последним рассчитать все нужные величины.

При работе методом репроекций следует обратить особое внимание на то, чтобы обрабатываемые фотографии располагались в аппарате точно так же, как при фотографировании. Иначе измерения будут искажены. Правильную установку фотографий возможно производить по какой-нибудь точке отсчета, которая фотографируется вместе с камерой и расположение которой относительно фотоаппарата известно.

Рассматриваемый метод обработки стереоскопических снимков по сравнению с методом стереокомпаратора обладает целым рядом преимуществ. О них будет сказано при разборе следующего метода, к которому мы и переходим.

Новый метод обработки стереоскопических снимков разработан в лаборатории атомного ядра Физического института Академии Наук СССР [47]. Сущность метода заключается в следующем. Стереоскопические снимки картины, получающейся в камере Вильсона (негативы), помещаются так же, как и в предыдущем методе, в фотоаппарат, с помощью которого они получены. При этом положение снимков относительно объективов должно быть таким же, как при фотографировании. Приблизительно на том расстоянии от фотоаппарата, где находился фотографируемый объект, располагается стрелка, которую можно перемещать по трем взаимно перпендикулярным направлениям, отсчитывая для каждого ее положения три прямоугольные координаты относительно некоторой произвольной начальной точки. Объективы фотоаппарата дают изображение этой стрелки на негативах. Рассматривая эти последние в обычный стереоскоп, мы видим одновременно пространственную картину следов в камере Вильсона и положение стрелки в пространстве. Перемещением стрелки можно ее конец легко совместить с любой точкой измеряемого следа. Последовательным применением этого приема мы получаем возможность вычислить пространственное расположение следа, поскольку мы для каждой его точки получаем три прямоугольных координаты.

Рассматриваемый метод может быть приспособлен также для непосредственного измерения углов. С этой целью игла совмещается сначала с одним, а затем с другим следом, или же применяются две независимые иглы. Возможны и некоторые другие видоизменения этого метода.

Так же, как и метод Вильямса и Нуттоля, наш метод обладает рядом преимуществ по сравнению с методом стереокомпаратора

Пульфриха. Он не требует для обработки снимков никакой сложной аппаратуры и поэтому более доступен для применения в обычных лабораторных условиях. При вычислениях не нужно знать постоянных прибора: базиса, фокусных расстояний и др. Однако и по сравнению с методом Вильямса — Нуттоля он имеет некоторые преимущества, например, здесь не нужно косить глаза и смотреть левым глазом в правый объектив, а правым — в левый. Это обстоятельство позволяет производить обработку снимков в более удобных условиях.

Остановимся кратко на рассмотрении вопроса о точности измерения углов.

Точность измерения прежде всего определяется характером следа. Для следов тяжелых частиц измерения углов могут быть произведены с большой точностью, так как здесь для фиксирования направления мы имеем возможность воспользоваться длинным отрезком следа, для которого все разности координат Δx , Δy и Δz определяются с большой точностью. Значительно хуже обстоит дело при обработке следов легких частиц. В этих случаях, ввиду искривления следов в магнитном поле, для промеров обычно приходится брать не очень длинные отрезки (несколько миллиметров). Вследствие этого получаются довольно большие ошибки измерения. По данным Д. В. Скobel'цына, при работе со стереокомпаратором Пульфриха средняя ошибка в измерениях углов составляет около 3° (для углов 30 — 90°).¹ Повидимому, приблизительно то же самое можно сказать о точности измерения углов двумя последними методами.

Следует еще отметить, что точность измерений очень сильно зависит от качества обрабатываемых фотографий. Чем лучше фотографии, тем больше точность измерений.

При обработке снимков, кроме углов в пространстве, обычно приходится определять также и энергию частиц, создающих данные следы. Эти измерения, как уже указывалось, основаны на использовании формулы (13), описывающей движение заряженной частицы в магнитном поле.

Остановимся кратко на рассмотрении тех методов, которые применяются для измерения кривизны следа в плоскости камеры. При этих измерениях следует иметь в виду, что след в плоскости камеры является окружностью лишь в тех случаях, когда можно пренебречь рассеянием изучаемых частиц атомами газа, наполняющего камеру. Это условие выполняется тем лучше, чем больше энергия частиц и чем меньше атомный номер газа. Для воздуха и азота, по данным Д. В. Скobel'цына [14], эти измерения для

¹ Указанная здесь величина погрешности относится к угловым измерениям в некоторых вполне определенных условиях, именно — в случае изучения углового распределения комптонэлектронов от γ -лучей RaC (для вполне определенного расположения фотографических объективов, напряжения магнитного поля и т. п.) и отнюдь не характеризует точность метода Пульфриха вообще. (Прим. ред.)

электронов могут производиться надежно для энергий больших 300 екВ (для магнитного поля около 1500 гаусс). Для более тяжелых газов этот предел передвигается к заметно большим энергиям.

Наиболее простой и наиболее широко применяемый метод измерения кривизны следов заключается в следующем. Увеличенное изображение промеряемого следа проектируется на лист бумаги, на котором с помощью карандаша отмечаются точки, достаточно плотно расположенные вдоль следа. Затем наложением кальки с изображенной на ней системой кругов различного радиуса подбирается та окружность, на которую нанесенные на бумагу точки лучше всего ложатся. Пример таких измерений,

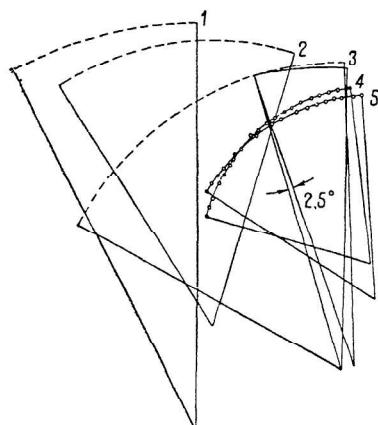


Рис. 200.

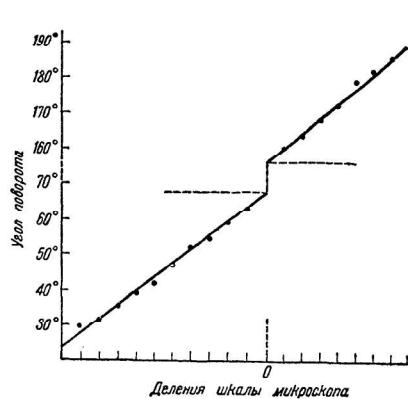


Рис. 201.

заимствованный из работы Д. В. Скобельцына [14], приведен на рис. 200.

Описанный метод позволяет производить измерения кривизны с тем большей точностью, чем больше длина измеряемой дуги, выраженная в градусах. Для магнитного поля порядка 1000 гаусс такие измерения кривизны могут производиться с точностью до 2—3% (при длине дуги 60—90 дуговых градусов).

Однако при работе с тяжелыми газами рассеяние электронов уже сильно искажает кривизну следа. Вследствие этого здесь приходится измерять радиус по дуге небольшой длины. Для таких измерений метод кругов может дать лишь грубые результаты. Для более точных измерений в этих случаях применяют другие методы. Например, Саймонс и Зубер [35] для этой цели воспользовались следующим способом. Они измеряли направление касательной к следу в зависимости от его длины, считаемой от некоторой исходной точки. Если измеряемый след представляет собой часть окружности, то для этой зависимости получается

прямая линия. В тех местах, где происходит изменение направления движения электрона, должен наблюдаться излом этой прямой. Пример одного такого измерения для пары — электрон-позитрон — приведен на рис. 201. Здесь первый линейный участок соответствует электрону, второй — позитрону. По наклону этих прямых можно вычислить кривизну следов, если известна константа прибора, который производится промер следов (здесь мы не останавливаемся на описании применявшегося ими прибора). Очевидно, что описанным методом измеряется усредненная кривизна на некотором участке следа.

Особенно трудно производить измерения очень малых кривизн, как это, например, имеет место при исследовании космических лучей. Здесь уже существенным образом могут оказаться те небольшие искажения в следах, которые обусловливаются всевозможными вторичными обстоятельствами. Для промера столь малых кривизн разработан целый ряд различных методов [10, 48]. Однако описание их завело бы нас слишком далеко.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. J. Thomson. Anwendungen der Dynamik auf Physik u. Chemie. Leipzig. 1890.
2. Shaw. Phil. Trans. A. 83, 1888.
3. K. Pzibram. Sitzungsberichte Wiener Akad. CXVIII, Abt. II-a. 331. 1909.
4. J. A. Froemke, C. R. Bloomquist u. E. H. Anderson. Zt. f. Phys. Chem. A. 116, 305. 1933.
5. L. Meitner. Zt. f. Phys. Chem. A. 139, 717. 1928.
6. I. Petrova. Zt. f. Phys. 55, 621. 1929.
7. C. T. R. Wilson. Proc. Roy. Soc. A. 87, 277. 1912 (русск. пер. в «Новых идеях в физике», непер. изд. 7. 1914).
8. G. Jaffe. Ann. d. Phys. 4, 42, 303. 1913.
9. P. M. S. Blackett. Proc. Roy. Soc. A. 146, 281. 1934.
10. C. D. Anderson. Phys. Rev. 44, 406. 1933.
11. F. Joliot. Journ. de Phys. et le Rad. V, 216. 1934.
12. R. Jackel. Zt. f. Phys. 91, 493. 1934.
13. Н. Н. Дмитриев (работа печатается в Тр. Гос. рад. инст., т. IV).
14. D. Skobelzyn. Zt. f. Phys. 43, 354. 1927.
15. I. D. Cockcroft. Phil. Trans. A. 227, 317. 1928.
16. P. Kunze. Zt. f. Phys. 80, 559. 1933.
17. P. M. S. Blackett. Proc. Roy. Soc. A. 154, 564. 1936.
18. P. M. S. Blackett a. Occhialini. Proc. Roy. Soc. A. 139, 699. 1933.
19. T. Schimizu. Proc. Roy. Soc. A. 99, 425. 1921.
20. C. T. R. Wilson. Proc. Roy. Soc. A. 142, 88. 1933.
21. I. S. Street a. E. C. Stevenson. Rev. of Scient. Instr. 7, 347. 1936.
22. G. Herzog. Journ. of Scient. Instr. XIII, 153. 1935.
23. W. M. Brubaker a. T. W. Bonner. Rev. of Scient. Instr. 6, 143. 1935.
24. O. Frisch. Naturwissenschaft. 23, 166. 1935.
25. J. A. Bearden. Rev. Scient. Instr. 6, 256. 1935.
26. R. E. Vollrath. Rev. Scient. Instr. 7, 409. 1936.
27. A. Langsdorf. Phys. Rev. 49, 422. 1936.
28. C. T. R. Wilson a. J. G. Wilson. Proc. Roy. Soc. A. 148, 523. 1935.

29. G. Herzog. Helv. Phys. Acta. X, 68. 1937.
 30. C. D. Bradley a. L. B. Snoddy. Phys. Rev. 45, 432. 1934;
 47, 541. 1935.
 U. Nakaj a a. F. J amasaki. Nature. 134, 496. 1934. Proc.
 Roy. Soc. A. 148, 446. 1935.
 H. K roemer. Arch. f. Elektrotech. 28, 703. 1934; Zs. f. Phys. 95,
 647. 1935.
 E. Fle gler u. H. Raether. Naturwiss. 23, 591. 1935;
 Zs. f. tech. Phys. 16, 435. 1935.
 H. Raether. Zs. f. Phys. 94, 567. 1935.
 E. Fle gler u. H. Raether. Zs. f. Phys. 99, 635. 1936;
 103, 315. 1936.
 H. Raether. Phys. Zs. 37, 560. 1936; Zs. f. Phys. 107, 91. 1937.
 31. C. G. Webb. Phil. Mag. 19, 927. 1935.
 32. O. Dahl, L. H. Hafstad, M. A. Tuve. Rev. Scient. Inst. 4,
 373. 1933.
 L. F. Curtiss. Bureau of St. Journ. of Res. 3, 53. 1929.
 33. P. Auger. Ann. de Physique. 6, 183. 1926.
 34. L. Leprince Ringuet. Ann. d. Physique. 7, 5. 1937.
 35. L. Simons u. K. Zuber. Proc. Roy. Soc. A. 159, 383. 1937.
 36. L. M. Mott Smith. Rev. Scient. Instr. 5, 346. 1934.
 37. A. И. Тудоровский. Теория оптических приборов. § 77. 1937.
 38. P. M. S. Blackett H. Proc. Roy. Soc. A. 102, 294. 1923.
 39. F. N. D. Kurie. Rev. Scient. Instr. 3, 655. 1933.
 W. D. Harkins. Zs. f. Phys. 50, 97. 1928.
 40. J. J. Turina. H. R. Crane. Phys. Rev. 52, 610. 1937.
 41. P. M. S. Blackett. Proc. Roy. Soc. A. 123, 613. 1929.
 42. P. M. S. Blackett. Proc. Roy. Soc. A. 103, 62. 1923.
 43. F. F. H. Eggleston a. L. H. Martin. Proc. Roy. Soc. A. 162,
 95. 1937.
 44. D. H. Loughridge. Phys. Rev. 26, 697. 1925; 30, 488. 1927.
 45. D. Skobelzyn. Zs. f. Phys. 65, 773. 1930.
 46. J. M. Nuttall a. E. J. Williams. Proc. Phys. Soc. 42, 212.
 1930.
 47. Л. Грошев, П. Добротин, И. Франк. Докл. Ак. Наук
 СССР, т. III, № 6. 1936.
 48. P. M. S. Blackett. Proc. Roy. Soc. 154. 573. 1936; 159, 1. 1937.

МАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ

Как известно, изучение движения электрически заряженных частиц в магнитном и электрическом полях позволяет определить отношение заряда к массе частиц и их скорости.

Поскольку для данного сорта частиц $\frac{e}{m}$ известно, можно в дальнейших опытах по определению их скоростей ограничиться измерением отклонения лишь в магнитном поле, так как опыты с магнитным полем значительно более удобны и просты, чем с электрическим.

На практике, однако, иногда (в частности, в масс-спектрографах) применяется комбинированное действие электрического и магнитного полей. В нашем изложении мы ограничимся рассмотрением применения только магнитного поля.

В настоящее время метод магнитного анализа применяется главным образом для исследования распределения по скоростям частиц, испускаемых радиоактивными веществами. Кроме того, он имеет и большое историческое значение. Его применение позволило, например, установить природу радиоактивных излучений.

В основе этого метода лежит известная формула:

$$H\rho = \frac{mv}{c} \sin \alpha, \quad (1)$$

где H — напряженность магнитного поля, m , v и e — масса, скорость и заряд частицы, ρ — радиус описываемого ею круга в плоскости, перпендикулярной к линиям магнитного поля, и α — угол между направлением скорости частицы и направлением поля. Измерив H , ρ и α , с помощью этой формулы можно определить скорость движения частицы ($\frac{e}{m}$ для каждого сорта частиц считаем известным). Если скорость v того же порядка, что и скорость света c , т. е. если $\beta = \frac{v}{c}$ нельзя пренебречь по сравнению с 1, то при пользовании формулой (1)

необходимо учитывать зависимость массы частицы от ее скорости. Зависимость эта, как известно, имеет следующий вид:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где m_0 есть так называемая масса покоя. Тогда формула (4) напишется следующим образом:

$$H\rho = \frac{m_0}{e} \frac{c\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \sin \alpha. \quad (1')$$

На практике обычно опыты ставятся так, что частицы движутся перпендикулярно к направлению магнитного поля. В этом случае:

$$H\rho = \frac{m_0}{e} \frac{c\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1'')$$

На рис. 172 зависимость $H\rho$ от β и энергии электронов в кВ изображена графически. Таким образом, задача об определении скорости частицы сводится к измерению радиуса кривизны ее пути в заданном магнитном поле. Эти измерения могут быть произведены различным образом. Рассмотрим прежде всего так называемый метод «прямого отклонения».

Метод «прямого отклонения»

Схема наиболее простого опыта, поставленного по этому методу, изображена на рис. 202. Здесь Ra — радиоактивное вещество, испускающее исследуемые частицы; P — фотографическая пластина, с помощью которой они регистрируются; F — щель. Магнитное поле перпендикулярно к плоскости чертежа. Частицы, заряженные положительно, отклоняются в одну сторону, заряженные отрицательно — в противоположную. γ -лучи не отклоняются совсем.

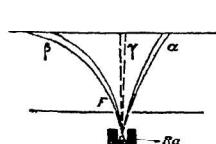


Рис. 202.

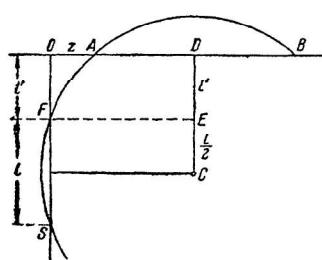


Рис. 203.

Измеряя отклонение частиц по положению пятен, получающихся на пластинке P , можно вычислить радиус кривизны их пути, а затем по приведенным выше формулам и их скорость. Пусть S (рис. 203) — источник, испускающий изучаемые частицы, движущиеся в равномерном магнитном поле, перпендикулярном к плоскости чертежа; F — щель, выделяющая узкий пучок частиц; прямая SFO есть направление движения

частиц в отсутствии магнитного поля; линия SFA — часть окружности, по которой частицы движутся в магнитном поле; OAB —

фотопластинка, регистрирующая эти частицы; C — центр круга, описываемого частицей. Обозначим отклонение OA частиц через z . Тогда по известной теореме геометрии имеем: $OF(OF + FS) = OA(OA + AB)$. Подставляя обозначения, указанные на чертеже, получаем:

$$l'(l' + l) = z \left[z + 2 \sqrt{\rho^2 - \left(l' + \frac{l}{2}\right)^2}\right].$$

Отсюда

$$\rho = \sqrt{\left(\frac{l'^2 + ll' + z^2}{2z}\right)^2 + \frac{l^2}{4}}. \quad (2)$$

Если z мало по сравнению с l и l' , то приближенно эта формула может быть написана в следующем виде:

$$\rho = \frac{(l + l')l'}{2z}. \quad (2')$$

Таким образом, при малых отклонениях радиус кривизны обратно пропорционален отклонению.

Точность измерения скорости частиц зависит от расстояния между двумя «линиями», значения $H\rho$ которых отличаются на единицу, т. е. от величины $\frac{dz}{d(H\rho)}$. Величина эта может быть названа «дисперсией», характеризующей метод «прямого отклонения». Ее легко получить из формулы (2'). Для простейшего случая, когда z мало по сравнению с l и l' , мы имеем:

$$\frac{dz}{d(H\rho)} = -\frac{H(l + l')l'}{2(H\rho)^2}. \quad (3)$$

Как и следовало ожидать, эта формула показывает, что «дисперсия» увеличивается с увеличением геометрических размеров установки и с увеличением магнитного поля (с уменьшением ρ).

В опытах радиоактивное вещество обычно наносится на поверхность проволоки, которая располагается параллельно щели. В свою очередь щель ставится параллельно магнитным силовым линиям.

На практике для измерения величины z в большинстве случаев применяется следующий способ. Сначала производится отклонение частиц полем одного направления. Затем направление поля меняется на обратное. При этом линия A получается по другую сторону от точки O . Расстояние между двумя полученными таким образом линиями равно $2z$. Измеряя его, находим z . Подобные измерения, помимо уменьшения относительной ошибки, получающейся при измерении этого расстояния, дают возможность исключить также ошибку, связанную с установкой фотопластинки перпендикулярно к неотклоненному пучку частиц. Кроме того, здесь исключается влияние остаточного намагничивания электромагнита, сказывающееся при измерении отклонения в одну сторону.

Метод «прямого отклонения» был применен для изучения как β -, так и α -частиц, испускаемых различными радиоактивными веществами. β -спектры (распределение по скоростям электронов) с помощью этого метода впервые были получены Байером и Ганом в 1910 г. [1]. В дальнейшем они исследовались теми же авторами совместно с Мейтнер [2].

Уже эти первые работы показали, что метод «прямого отклонения», особенно в применении к изучению β -спектров, обладает рядом недостатков. Прежде всего величина почернения фотографической пластиинки, вызываемого электронами, оказывается довольно малой. Поэтому для увеличения почернений приходится уменьшать расстояния между источником электронов, щелью и фотопластинкой. А это ведет к уменьшению расстояния между линиями, т. е. к уменьшению «дисперсии» установки. При работе этим методом оказывается также и то, что центральные части фотопластинки подвергаются действию γ -лучей, обычно сопровождающих электроны. Правда, это дополнительное почернение может быть несколько уменьшено применением щели



Рис. 204.

такой формы, как это показано на рис. 204. Однако полностью уничтожить его нельзя. Точно так же применение различных экранов, усиливающих фотографическое действие за счет вторичных лучей, выбираемых из них электронами, не приводит к существенному улучшению метода. Поэтому, не

смотря на то, что для работы этим методом требуются сравнительно слабые магнитные поля (несколько сот гаусс), для исследования β -спектров в последнее время он почти не применяется.

В 1913 г. Дэниш предложил новый метод [3], дающий возможность работать с значительно более широкими щелями и обладающий поэтому большей «светосилой». Но при работе с α -частицами недостатки метода «прямого отклонения» оказываются значительно меньше, так как α -частицы производят существенно большее фотографическое действие, чем электроны. Поэтому здесь вопросы «светосилы» не играют такой большой роли, как при работе с электронами. С другой стороны, как видно из формулы (1), при работе с α -частицами требуются гораздо большие магнитные поля, чем при работе с электронами. То обстоятельство, что метод «прямого отклонения» дает возможность работать с меньшими магнитными полями, чем другие методы, имеет большое значение именно в случае α -частиц. Кроме того, при работе этим методом не так сильно оказываются небольшие неоднородности магнитного поля. Особенно мало они оказываются при определении относительных скоростей α -частиц. Точность же определения положения линий может быть сделана очень большой. Поэтому при определении энергий α -частиц

этот метод удержался значительно дольше, чем в работах с электронами. Однако за последнее время и из этой области он вытесняется методом Дэниша.

На рис. 205 изображен прибор, с помощью которого Розенблум изучал изменение скорости α -частиц при прохождении их через различные материалы [4]. А представляет собой алюминиевый цилиндр 0.8 см высоты и около 8 см в диаметре. В нем сделан прорез, в который вставлена состоящая из двух одинаковых половин латунная колодка B . Высота ее также равна 0.8 см. В S помещался по возможности линейный источник α -частиц; F_1 и F_2 — щели, ширина которых могла меняться вставлением прокладок в разрезы K и K' и с помощью винтов DD' и GG' . В опытах Розенблума ширина щелей менялась от 3 до 6 сотых долей миллиметра. Самые щели были изготовлены из золота, так как золото, вследствие своей большой плотности, сильно поглощает α -частицы, тем самым резко ограничивая пучок. А это обстоятельство дает возможность увеличить резкость линий. В прорезы I — IV вставлялись фотопластинки, регистрировавшие α -частицы. Весь прибор зажимался между полюсами электромагнита. Резиновое кольцо R прижималось к полюсам настолько плотно, что давало возможность получить в приборе достаточно хороший вакуум, примерно до 10^{-3} мм Hg . Магнитное поле в 17 000 гаусс создавалось электромагнитом с полюсными наконечниками в 11 см диаметром. Уменьшением диаметра наконечников до 8 см магнитное поле можно было довести до 23 000 гаусс. В опытах Розенблума радиус кривизны пучка α -частиц имел значения от 22 до 28 см, и z менялось от 0.6 до 1.2 мм. Ширина линий при этом была порядка 100 μ , что соответствовало геометрическим условиям опыта. Край линий, соответствовавший максимальной энергии α -частиц данной группы (край, ближайший к центральной линии, получающейся в отсутствии магнитного поля), был очерчен очень резко. Другой край был менее резким. Это объясняется тем, что некоторые α -частицы, вследствие поглощения в самом источнике и в краях щелей, имели несколько меньшие скорости. На рис. 206 приведена одна из фотографий линий, полученная Розенблумом.

Точность измерения абсолютной величины скорости α -частиц определяется главным образом точностью измерения магнитного поля. Точность же измерения отношения скоростей α -частиц различных групп зависит лишь от той точности, с которой определяется положение линий на фотопластинке. Несложными

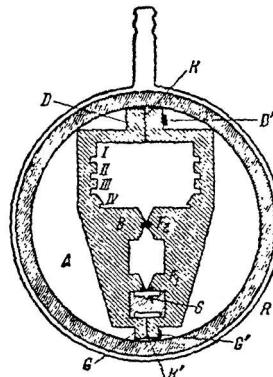


Рис. 205.

вычислениями можно показать, что поправка на зависимость ширины линии от величины отклонения оказывается настолько малой, что даже при точных измерениях ее можно пренебречь. Так, например, в опытах Розенблюма она оказалась меньше 0.6% ширины линий. Таким образом, ширина линий в магнитном поле и в отсутствии поля оказывается одинаковой. Розенблюм в своих опытах производил измерение положения линий с помощью микроскопа. Определяя положение их с точностью до $\frac{1}{100}$ мм, он измерил отношение скоростей α -частиц ThC и ThC' с точностью до 0.3%. Но и эта точность является далеко не предельной. Так, например, в работе Бриггса [5] отношение скоростей α -частиц ThC' и RaC' измерено с точностью до 0.003%. Это было достигнуто, главным образом, за счет увеличения размеров установки (у Бриггса $l = 11.6$ см и $l' = 12.1$ см) и, следовательно, увеличения ее «дисперсии», а также вследствие применения микрофотометра для определения положения линий. Уве-

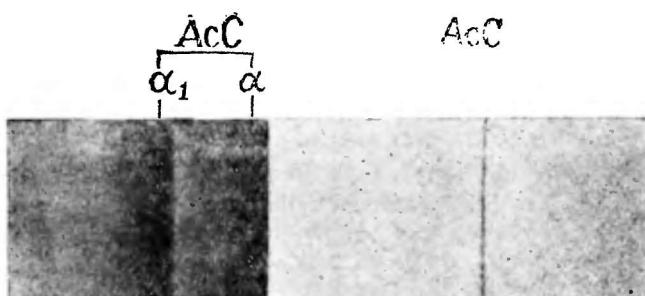


Рис. 206.

личение «дисперсии» этой установки связано, однако, с уменьшением ее «светосилы», а следовательно, с увеличением времени экспозиции. В работе Бриггса экспозиция в некоторых случаях доходила до месяца.

Вообще метод «прямого отклонения» применим лишь для исследования интенсивных линий. В случае малого числа α -частиц, например для изучения так называемых длиннопробежных α -частиц, приходится применять другие методы, обладающие большей «светосилой». Это увеличение «светосилы» достигается фокусированием частиц одинаковой скорости, вылетающих под различными углами.

Метод «фокусировки» Дэниша

Вторым методом, в котором используется равномерное поперечное магнитное поле для изучения распределения по энергиям заряженных частиц, является метод «фокусировки». Метод этот был предложен в 1913 г. Дэнишем [3] и развит затем Резерфордом

и Робинзоном [6] и другими авторами. Сущность его понятия из рис. 207. Здесь S — источник исследуемых частиц; AB — сравнительно широкая щель, выделяющая пучок частиц; EP — фотопластинка, расположенная в той же плоскости, что и щель AB . Фотопластинка служит для регистрации частиц. DD — диафрагмы. Они предназначены для уменьшения числа рассеянных частиц, попадающих на фотопластинку от стенок прибора.¹ Pb — свинец, защищающий фотопластинку от непосредственного действия частиц, выходящих из источника, и от γ -лучей, обычно сопровождающих испускание электронов и α -частиц. Весь прибор помещается в равномерное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости рис. 207. Частицы, проходя через щель, заворачиваются магнитным полем и, в зависимости от своей энергии, попадают на разные части пластинки. По положению на пластинке почернения, производимого частицами, легко определить радиус кривизны их пути и, следовательно, с помощью формулы (1) их скорость. Таким образом, на фотопластинке получается спектр скоростей или энергий частиц, испускаемых источником.

Рассматривая траектории движения частиц, можно показать, что все частицы, движущиеся с определенной скоростью v , после прохождения через щель, собираются практически в одном месте пластиинки и дадут на пластинке «изображение» источника. Этим оправдывается название данного метода методом «фокусировки». Пусть (рис. 208) S_1 — попрежнему источник частиц; AB — щель; прямая BH — пересечение плоскости фотопластинки и щели с плоскостью чертежа. Рассмотрим частицу, вылетающую из источника S_1 со скоростью v и проходящую через произвольную точку K щели AB [7, 8].² Частица опишет часть дуги окружности с радиусом r и попадет в точку P фотопластинки. Другая такая же частица, с той же скоростью v , пройдя через щель у самого края ее A , опишет дугу окружности с тем же радиусом r , но попадет

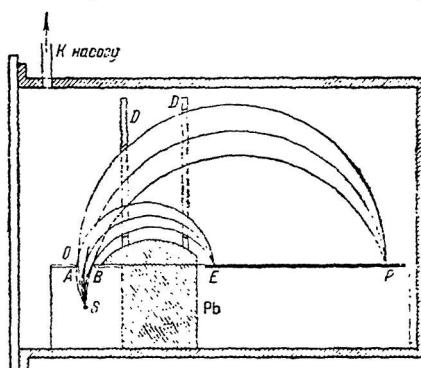


Рис. 207.

¹ Вообще, наличие рассеяния частиц от стенок прибора является одним из наиболее существенных затруднений, которые приходится преодолевать при работе этим методом. Поэтому на конструкцию диафрагм приходится обращать большое внимание. Полезно также делать внутренние части прибора из легких материалов (например алюминия), так как рассеяние уменьшается при уменьшении атомного номера рассеивателя.

² При этом для простоты мы рассматриваем лишь те частицы, траектории которых лежат в плоскости чертежа. Об общем случае см. ниже.

в точку P_A . И, наконец, частица со скоростью v , проходящая через щель у точки B , попадает в P_B . Отрезок $P_A P_B$ и будет определять собой ширину «изображения» источника S_1 , образуемого частицами скорости v . Постараемся определить эту величину.

Из чертежа видно, что

$$DP = \sqrt{(S_1 P)^2 - a^2} = \sqrt{4\rho^2 \cos^2 \varphi - a^2}. \quad (4)$$

Здесь a — расстояние источника от щели, а $2\rho = S_1 N$ — диаметр круга, проходящего через точку K . Пусть M есть центр щели. Обозначая через x расстояние MP и через b — расстояние SS_1 , имеем:

$$x - b = \sqrt{4\rho^2 \cos^2 \varphi - a^2}.$$

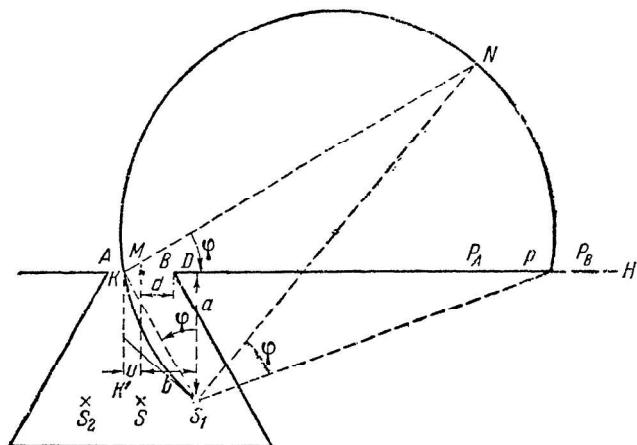


Рис. 208.

Обычно a является величиной малой по сравнению с ρ . Поэтому мы можем под корнем пренебречь a^2 по сравнению с $4\rho^2 \cos^2 \varphi$, поскольку угол φ сравнительно мал. В этом случае имеем:

$$x = b + 2\rho \cos \varphi.$$

Легко заметить, что $\angle NS_1P = \angle NKP$ (так как они стягиваются одной и той же дугой NP), а этот угол в свою очередь равен $\angle KS_1D$. Обозначив отрезок $K'S$ через u , мы получаем для угла φ : $\tan \varphi = \frac{b+u}{a}$. Для разных частиц, проходящих через щель, u может меняться в пределах $\pm d$, где d есть половина ширины щели. Таким образом, для частицы, проходящей через точку, лежащую у края щели A , мы получим:

$$x_{\min} = b + 2\rho \cos \varphi_{\max}$$

и соответственно для точки B :

$$x_{\max} = b + 2\rho \cos \varphi_{\min}.$$

Обозначим $P_A P_B$, т. е. ширину «изображения» линейного источника S_1 , через y . Тогда:

$$y = x_{\max} - x_{\min} = 2\rho (\cos \varphi_{\min} - \cos \varphi_{\max}). \quad (5)$$

Если линейный источник расположен в S , т. е. как раз под центром щели, то $\varphi_{\min} = 0$, и мы имеем:

$$y = 2\rho (1 - \cos \varphi_{\max}), \quad (5')$$

где $\varphi_{\max} = \arctg \frac{d}{a}$.

Для малых углов φ_{\max} эта формула разложением в ряд может быть переписана в такой форме:

$$y = \rho \varphi_{\max}^2. \quad (5'')$$

Для источника частиц, расположенного в точке S_2 , b войдет со знаком минус. В этом случае $x = -b + 2\rho \cos \varphi$. Если теперь мы будем рассматривать не линейный источник частиц, а источник, обладающий некоторой шириной от S_1 до S_2 (источник расположен симметрично относительно S), то

$$y = 2b + 2\rho (\cos \varphi_{\min} - \cos \varphi_{\max}). \quad (5''')$$

Ширина «изображения» определяется теми частицами, которые вылетают из краев источника. Поэтому для случая, когда $b < d$, т. е. ширина источника меньше ширины щели, φ_{\min} , очевидно, равно нулю. $\varphi_{\max} = \arctg \frac{b+d}{a}$. Формула (5'') имеет при этом следующий вид:

$$y = 2b + 2\rho \left[1 - \cos \left(\arctg \frac{b+d}{a} \right) \right] \quad (6)$$

При $b > d$ ширина «изображения» определяется формулой (5''').

Приведем для примера таблицу, дающую зависимость ширины «изображения» от ширины источника и энергии частиц. Положим $2d = 0.6$ см и $a = 3$ см.

Таблица 19

Ширина источника $2b$ в см	φ_{\min}	φ_{\max}	Ширина изображения Y в см для	
			$\rho = 5$ см	$\rho = 15$ см
0	0°	$5^\circ 50'$	0.052	0.156
0.1	0°	$6^\circ 40'$	0.168	0.304
1.3	$6^\circ 40'$	$17^\circ 35'$	1.70	2.50

Из приведенных данных видно также, что ограничение $a^2 \ll 4\rho^2 \cos^2 \varphi$, которое было сделано при выводе написанных выше формул, выполняется достаточно хорошо даже для $\rho = 5$ см.

Определим теперь, так же как и при описании метода «прямого отклонения», «дисперсию» $\frac{dx}{d(H\rho)}$. Если линейный источник частиц находится в S (рис. 208), то мы имеем:

$$a^2 + x^2 = 4\rho^2,$$

где x есть попрежнему расстояние MP . Отсюда

$$\frac{dx}{d(H\rho)} = \frac{4\rho}{Hx}. \quad (7)$$

Практически для работы желательно иметь магнитный спектр не только с большой «дисперсией», но и с малой шириной линий. За меры «разрешающей способности» прибора можно принять величину $\frac{1}{y} \frac{dx}{d(H\rho)}$, где y есть ширина линии. Для бесконечно узкого линейного источника, расположенного под центром щели, y приближенно дается формулой (5''). Поэтому:

$$\frac{1}{y} \frac{dx}{d(H\rho)} = \frac{4}{Hx \varphi_{\max}^2}. \quad (8)$$

Как и следовало ожидать, «разрешающая способность» прибора быстро уменьшается с увеличением ширины щели (определенной углом φ_{\max}). Но все же основным преимуществом метода «фокусировки» по сравнению с описанным выше методом «прямого отклонения» частиц в магнитном поле является то, что он дает возможность работать с более широкими щелями. Особенно

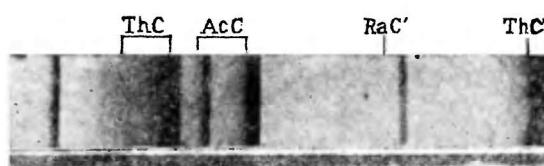


Рис. 209а.

велико это преимущество при работе с β -лучами, так как в этом случае, вследствие малости фотографического действия электронов, вопрос о «светосиле» установки является решающим. Точно так же чрезвычайно важным является вопрос о «светосиле» при изучении групп α -частиц с малой интен-

сивностью. Поэтому в работах последнего времени метод «прямого отклонения» в основном вытеснен методом «фокусировки».

На рис. 209 приведены фотографии «спектров» α - (Розенблум) и β -частиц (Резерфорд), полученные методом «фокусировки».

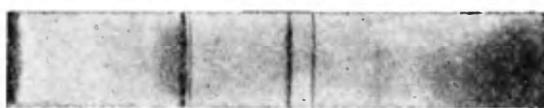


Рис. 209б.

Однородные группы β -частиц, соответствующие определенным линиям спектра, образуются электронами, вырываемыми γ -лучами из оболочки атома.

Резкость линий, особенно того края их, который соответствует больших энергиям («внешний» край), получается достаточно хорошей.

При работе методом «фокусировки», частицы описывают в магнитном поле большую дугу окружности, чем при работе методом «прямого отклонения». Поэтому и расстояние между двумя линиями, соответствующими определенным скоростям частиц, получается больше, чем в методе «прямого отклонения».

Из формулы (1) следует, что, пренебрегая поправкой на зависимость массы от скорости, радиус кривизны траектории изменяется на величину $\Delta\rho = \frac{1}{2} \frac{p}{E} \Delta E$ при изменении энергии частиц на ΔE . В приборе с «фокусировкой» частицы описывают дугу окружности в 180° . Поэтому при изменении энергии частиц на ΔE линия смещается на величину $\frac{p}{E} \Delta E$. В приборе же «прямого отклонения» это смещение равно $\frac{\alpha}{\pi} \frac{p}{E} \Delta E$, где α есть угол, соответствующий дуге траектории, описанной частицей. Таким образом, и точность измерения энергии методом «фокусировки», при прочих равных условиях, превышает точность, получаемую «методом прямого отклонения». Наконец, в методе «фокусировки», как мы увидим ниже, фотографическая регистрация частиц может быть заменена электрической, что также дает ряд преимуществ.

При работе с электронами требуются значительно меньшие магнитные поля, чем при работе с α -частицами. Так, например, даже для довольно быстрых электронов с энергией в $2.5 \cdot 10^6$ eV ($H_p \approx 10\,000$ гаусс·см) и при сравнительно небольшом магнитном поле, в 1 тысячу гаусс, радиус кривизны имеет приемлемое для работы значение 10 см. Поэтому, то увеличение магнитного поля, которое требуется при переходе от метода «прямого отклонения» к методу «фокусировки», при работе с электронами не вызывает существенных затруднений.

Много сложнее обстоит дело в том случае, когда задачей исследования является не определение энергий групп частиц, а изучение распределения частиц по энергиям. При изучении этого вопроса существенную роль играет не только положение, но и форма «линий спектра», соответствующих частицам с определенной энергией.

Экспериментально форма линии может быть определена по микрофотограмме полученного спектра частиц. Но при определении распределения частиц приходится учитывать зависимость формы линии от радиуса кривизны ρ траектории частиц. К выяснению этого вопроса мы и переходим [9].

Прежде всего следует отметить, что из формулы (4) непосредственно следует, что внешний наиболее удаленный от щели край линии определяется теми частицами, для которых $\varphi=0$. Таким образом, край линии со стороны больших энергий имеет резкую границу. Это обстоятельство дает возможность определить положение линии с большой точностью. Внутренний же край линии не имеет определенной границы, так как сквозь щель проходят не только частицы, траектории которых образуют некоторый угол φ с нормалью к плоскости фотопластинки, но и большое количество частиц, траектории которых не лежат в плоскостях, параллельных плоскости чертежа рис. 208. Пусть касательная к траектории частицы образует некоторый угол $a \neq 0$ с плоскостью чертежа. Проекция траектории этой частицы на плоскость чертежа будет иметь меньший радиус кривизны $\rho' = \rho \cos a$. Кроме того, радиус кривизны будет уменьшаться вследствие поглощения частиц в самом источнике и в краях диафрагм, образующих щели. В результате внутренний край линии оказывается размытым. На приведенных фотографиях спектров это размытие внутреннего края линий видно достаточно отчетливо.

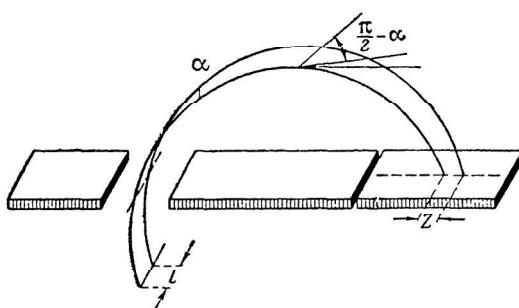


Рис. 210.

Рассмотрим теперь подробнее распределение интенсивности внутри линии. Для простоты ограничимся случаем бесконечно узкого источника длиной $2L$. Назовем средней плоскостью плоскость, параллельную плоскости чертежа рис. 208 и проходящую через середину источника, средней линией — прямую пересечения этой плоскости с фотопластинкой. Найдем распределение интенсивности вдоль средней линии. Рассмотрим для этого частицу, траектории которых не лежат в средней плоскости. Если частица вылетает из середины источника, но касательная к ее траектории составляет угол a с средней плоскостью, то она будет двигаться по винтовой линии и пересечет фотопластинку в точке, которая находится на расстоянии

$$l \approx \pi \rho' a \quad (a)$$

от средней линии. Но если частица выйдет не из середины источника, а из точки, находящейся от нее на расстоянии l (см. рис. 210), то она попадет на фотопластинку в некоторой точке средней линии, находящейся на расстоянии z от той точки, в которую попадет частица, вылетевшая из середины источника под углом

$a = 0$. Будем приближенно считать расстояние от середины щели до рассматриваемой линии спектра равным 2ρ (т. е. пренебрежем в формуле (4) величиной a^2 по сравнению с $(S_1 P)^2$ (рис. 208). Тогда

$$z = 2\rho - 2\rho \cos \alpha$$

или

$$z = \rho x^2. \quad (9)$$

Подсчитаем теперь число частиц, приходящихся на элемент поверхности $dy dl$ фотопластинки (рис. 211). Очевидно, что оно будет пропорционально $d\varphi da$. Из (5'') имеем:

$$d\varphi = \frac{dy}{2V_{\rho y}}.$$

С другой стороны,

$$da = \frac{dl}{\pi\rho}.$$

Поэтому

$$d\varphi da = \frac{1}{2\pi\rho V_{\rho y}} dy dl.$$

Внешний, наиболее удаленный от щели край линии, как видно из формулы (4), будет определяться теми частицами, для которых φ и $\alpha = 0$. Интенсивность линии в точке, лежащей на средней линии и находящейся на расстоянии y от ее внешнего края, будет

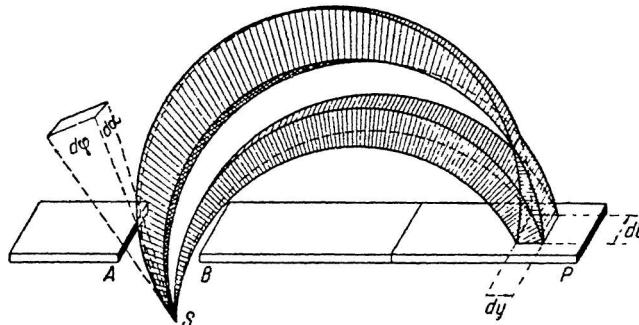


Рис. 211.

определеняться числом частиц, приходящихся в этой точке на единицу поверхности. Поэтому она будет пропорциональна выражению:

$$I = \frac{d\varphi da}{dy dl} = \frac{1}{2\pi\rho V_{\rho y}}. * \quad (10)$$

* Отсюда, между прочим, видно, что в идеальном случае точечного источника конечной интенсивности, при $y=0$, I обращается в бесконечность. Это означает, что в данном случае интенсивность внешнего края линии становится равной бесконечности. И лишь конечность размеров источника (даже линейного) приводит к «размазыванию» пика с бесконечной ординатой в горизонтальную часть кривых (рис. 212).

Но в этот элемент $dy dl$ будут попадать частицы, вылетающие не только из центра источника. Если они вылетают под некоторым углом $\varphi = \varphi_1$, то вследствие этого они попадут на фотопластинку на расстоянии y_1 от внешнего края линии. Те же частицы, которые вылетают из точки источника, находящейся на расстоянии l от средней плоскости под углом $\varphi = 0$, попадут на пластинку в точку, удаленную на z от внешнего края линии. Таким образом, для частиц, вылетающих из точки, находящейся на расстоянии l от середины источника под углом φ_1 , полное расстояние от внешнего края линии будет: $y_1 + z$. Но если они попадают в тот же элемент $dy dl$ фотопластинки, находящейся на расстоянии y от внешнего края линии, то

$$\begin{aligned} y &= y_1 + z, \\ \text{или} \\ y_1 &= y - z. \end{aligned} \quad (11)$$

Вследствие того, что частицы вылетают из источника под различными углами φ , в формуле (10) мы должны y заменить y_1 из (11). Производя эту замену, опуская индекс и учитывая, что на основании (9) и (a) $z = \frac{l^2}{\pi^2 \rho}$, получаем:

$$I = \frac{1}{2\pi\rho V\rho} \frac{1}{\sqrt{y - \frac{l^2}{\pi^2 \rho}}}. \quad (12)$$

I пропорционально числу частиц, вылетевших из одной точки источника и пришедшихся на единицу площади, находящейся на средней линии на расстоянии y от внешнего края линии. Для получения величины, пропорциональной полной интенсивности линии в данном месте, надо проинтегрировать это выражение по всему источнику. Для бесконечно тонкого линейного источника длиной $2L$ мы имеем:

$$2 \int_0^L I dl = \frac{1}{2\pi\rho} \arcsin \frac{L}{\pi V\rho y} * \quad (13)$$

* При определении «контура» спектральной линии по формуле (13) необходимо рассматривать отдельно два интервала значений y :

1. От 0 до $y = \frac{L^2}{\pi^2 \rho}$.

2. $y > \frac{L^2}{\pi^2 \rho}$

$\left(y = \frac{L^2}{\pi^2 \rho} \right)$ соответствует внешней границе линии для частиц, вылетающих из концов источника).

Для первого интервала пределы интегрирования — 0 и $\pi V\rho y$, для второго — 0 и L , и соответственно для первого интервала полная интенсивность

Графически эта зависимость для разных ρ изображена на рис. 212. Мы видим, что даже для идеального случая линейного источника как общая интенсивность линии, так и распределение интенсивности внутри линии резко зависят от ρ , т. е. от энергии частиц. Для реальных источников зависимость эта носит еще более сложный характер. На рис. 213 приведены распределения интенсивностей внутри линий для цилиндрического источника. Кривые эти рассчитаны для следующего случая. Источник в форме цилиндра длиной 1 см; расстояние от источника до щели 1.5 см; ширина щели 0.4 см; ξ — диаметр источника.

Практически, однако, в случае электронов ширина линии оказывается еще больше, из-за рассеяния их в эмульсии фотопластинки.

Расчеты этих кривых имеются в работах Вустера [9] и Ли [10]. Мы ограничимся здесь только приведением этих кривых, а также

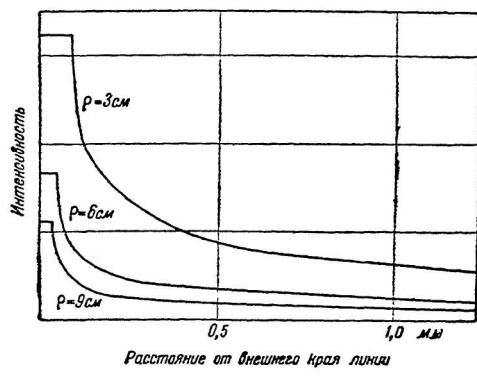


Рис. 212.

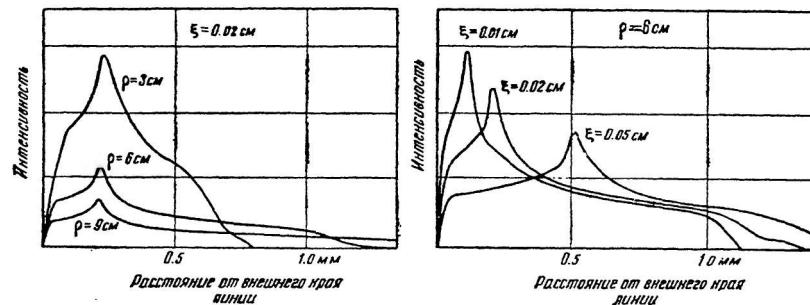


Рис. 213.

кривых, дающих зависимость интенсивности линии (максимальной ординаты микрофотограммы) от радиуса кривизны траектории частиц (см. рис. 214). Для обеих кривых расстояние от источ-

ности $2 \int_0^{\pi} \frac{\rho y}{Idl} = \frac{1}{4\rho}$ (13') есть величина постоянная, независящая от y , что соответствует горизонтальному участку кривой рис. 212.

При $y > \frac{L^2}{\pi\rho}$ полная интенсивность равна $\frac{1}{2\pi\rho} \arcsin \frac{L}{\pi\sqrt{\rho y}}$ (13)

ника до щели равнялось 3 см, ширина щели — 4 мм. Источники брались в форме цилиндра длиной 6 мм; диаметр источника в случае a равнялся 0.25 мм, в случае b — 0.125 мм.

Таким образом, при определении распределения частиц по энергиям нельзя ограничиться одним промером почернений (например, по микрофотограммам) линий. Необходимо при этом учитывать рассмотренную выше зависимость интенсивности линий от радиуса кривизны (от энергии частиц). Как видно из изложенного, зависимость эта имеет достаточно сложный характер. Необходимость введения этой поправки снижает точность полученного этим методом распределения частиц по скоростям. Кроме того, при точных измерениях приходится учитывать зависимость величины фотографического действия от скорости частиц. Как известно, потеря энергии частицы на единицу длины ее пути увеличивается с уменьшением ее скорости (конечно, до некоторого предела). В соответствии с этим увеличивается и фотографическое действие частиц. Эллис и Вустер в своей работе [11] приняли в качестве первого приближения, что для электронов фотографическое действие (плотность почернения) обратно пропорционально β^2 ($\beta = \frac{v}{c}$).¹

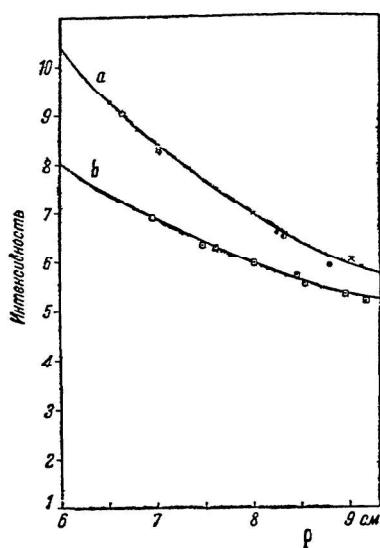


Рис. 214.

Точный

учет этой зависимости, однако, достаточно труден, так как она определяется не только свойствами фотопластинки, но и ее обработкой (временем экспозиции, временем проявления и пр.).

При выводе полученных формул число частиц, испускаемых на единицу длины источника на единицу телесного угла (и в единицу времени), было принято равным единице. В общем случае это число войдет множителем в формулы (13) и (13'). Если полное число частиц, испускаемых источником, считать конечным и заданным, то при приближении длины источника L к нулю этот множитель обращается в бесконечность. Интенсивность на краю линии для точечного источника обращается, следовательно, согласно (13') в бесконечность, как и было указано выше (см. список на стр. 287). Достаточно короткий линейный источник дает линию с очень резким краем — особенность метода «полукруговой» фокусировки, обеспечивающая возможность весьма точных измерений. (Прим. ред.)

¹ В позднейшей, фундаментальной работе Эллиса и Астона фотографическое действие пучка β -частиц принято обратно пропорциональным $\beta^3 f(\beta)$, где $f(\beta)$ — некоторый поправочный множитель (см. Ellis a. Aston. Proc. Roy. Soc. A. 129, 204. 1930). (Прим. ред.)

Во многих случаях более удобно работать видоизмененным методом «фокусировки», состоящим в том, что вместо фотографической регистрации частиц применяется электрическая. При этом фотографическая пластинка заменяется диафрагмой со щелью, за которой ставится регистрирующий прибор — ионизационная камера, счетчик или фарадеев цилиндр. Опыт в этом случае состоит в определении зависимости числа частиц, попадающих в регистрирующий прибор, от магнитного поля. Таким образом, при этом видоизменении метода «фокусировки»¹ в формуле (1') остается постоянным, а переменным является H .

Недостаток этого метода состоит в том, что между источником частиц и регистрирующим прибором приходится вводить экраны. Дело в том, что все ионизационные камеры и счетчики для своей работы требуют довольно больших давлений газа (не меньше нескольких сантиметров ртутного столба). А в том пространстве, в котором движутся частицы, необходимо иметь возможно более высокий вакуум для того, чтобы избежать рассеяния частиц и потери ими энергии при движении их через газ. Поэтому окошки в регистрирующих приборах приходится закрывать воздухонепроницаемыми экранами, которые вызывают уменьшение энергии частиц, попадающих в регистрирующий прибор, и которые производят некоторое рассеяние частиц. Фарадеев же цилиндр, для которого воздухонепроницаемый экран не нужен, обладает сравнительно небольшой чувствительностью и поэтому может применяться лишь в случае наиболее сильных источников. К недостаткам электрических методов регистрации следует отнести и то, что в каждый данный момент измеряется число частиц, приходящихся на узкий интервал энергий, тогда как при фотографической регистрации одновременно промеряется весь спектр скоростей.

Но зато электрические методы регистрации обладают значительно большей чувствительностью, чем фотографический метод. Применяя для регистрации частиц счетчик (например, Гейгер-Мюллера) или ионизационную камеру, соединенную с таким усилителем, который дает возможность регистрировать отдельные частицы, можно изучать частицы от чрезвычайно слабых источников. Предел чувствительности метода «фокусировки» при электрической регистрации частиц определяется фоном, создаваемым в регистрирующем приборе частицами от неизбежных радиоактивных загрязнений.¹

При изучении электронов этот фон создается, кроме загряз-

¹ Только фотографическая регистрация позволяет использовать ту особенность полукруговой фокусировки, о которой была речь выше — существование весьма резкого края линии. Эта особенность позволяет обнаруживать на спектрограммах отдельные линии при наличии весьма интенсивного сплошного фона — в таких условиях, когда разрешающая сила «электрического» метода оказывается недостаточной. Спектрометрические данные о линейчатых (конверсионных) спектрах β -лучей радиоактивных элементов получены путем применения фотографического метода. (Прим. ред.)

нений, также вторичными электронами от прошедших через экраны γ -лучей из источника и космическими лучами. Но в некоторых случаях и этот фон можно сильно уменьшить, применяя для регистрации 2 счетчика, работающие по схеме совпадений. На рис. 215а изображена схема установки, разработанной

А. И. Алихановым
и его сотрудниками, для изучения спектров β -час-

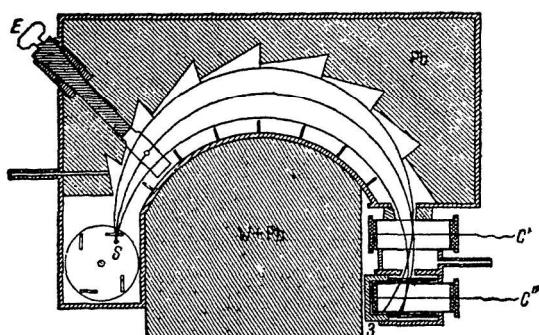


Рис. 215а.

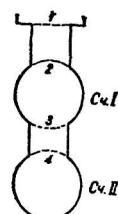


Рис. 215б.

тиц [12]. S — источник частиц, перед которым можно помещать различные экраны; c' и c'' — счетчики Гейгер-Мюллера, работающие на совпадениях, т. е. регистрирующие электрон лишь в том случае, если он проходит через оба счетчика практически одновременно. E — шлиф с дополнительными экранами и диафрагмами. Рис. 215б изображает разрез счетчиков по плоскости, перпендикулярной их осям.

Давление в счетчиках было порядка 10 см ртутного столба,

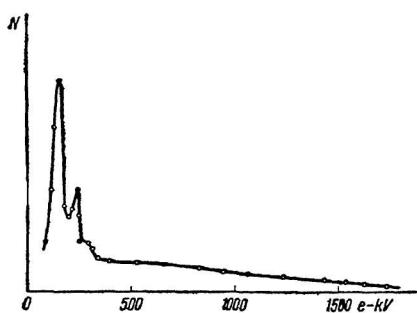


Рис. 216.

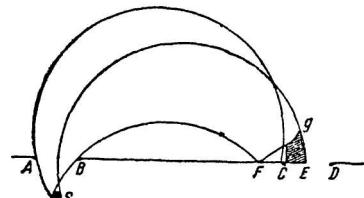


Рис. 217.

а давление в приборе — меньше одного миллиметра. Поэтому та часть прибора, в которой помещались счетчики, отделялась от остального прибора алюминиевой фольгой 1 (рис. 215б) толщиной в 10 μ . Это дало возможность сделать самые счетчики цилиндрической формы, что улучшает условия их работы. Окна (2, 3) в первом счетчике делались из алюминиевой фольги толщиной 0.5 μ , а окно 4 во втором счетчике — в 10 μ . Как уже

упоминалось, необходимость в подобных экранах для отделения самого прибора от установки для регистрации частиц является существенным недостатком электрической регистрации частиц в методе «фокусировки». Эта установка дает возможность без труда работать с такими слабыми источниками, которые дают в полном телесном угле всего несколько десятков электронов в минуту. Число отбросов в отдельном счетчике (фон от γ -лучей из источника) может быть довольно большим, и это не мешает счету совпадений. За дальнейшими подробностями по конструкции счетчиков и описанием радиотехнической схемы, отбирающей совпадения разрядов в обоих счетчиках, отсылаем читателя к главе о счетчиках.

В одном из приборов Алиханова электроны двигались по окружности с радиусом в 9 см. Счетчики были расположены так, что пучок электронов фокусировался на задней стенке первого счетчика (на окне 3). Из всех окон это окно было наименеешим. Это было сделано для уменьшения числа совпадений от электронов, вырываемых γ -лучами из стенок счетчиков. Плоскость всего прибора для снижения числа совпадений от космических лучей была расположена горизонтально. Стенки канала для уменьшения рассеяния электронов были выложены алюминием, а поглотитель в некоторых опытах делался не из свинца, а из смеси вольфрама с ртутью, так как эта смесь обладает очень большой средней плотностью и, следовательно, особенно сильно поглощает γ -лучи.

С помощью такого прибора Алиханов и его сотрудники исследовали ряд вопросов, связанных с образованием позитронов, и получили большой материал по β -спектрам искусственно радиоактивных веществ. На рис. 216 приведен полученный Алихановым, Алиханьяном и Козодавым β -спектр Th ($B + C + C'$) [12].

Как уже упоминалось, помимо чрезвычайно большого увеличения чувствительности, электрическая регистрация частиц имеет по сравнению с фотографической еще и то преимущество, что при ней отпадает необходимость введения поправки на зависимость числа регистрируемых частиц от ρ , так как при этом ρ остается постоянным.¹ Посмотрим теперь, какова будет форма линии спектра в этом случае.

Пусть S на рис. 217 попрежнему есть источник, AB — щель, выделяющая пучок частиц, и CD — щель, за которой стоит ионизационная камера или счетчик. Кривая FGE изображает форму «линии спектра» частиц. При том магнитном поле, которое со-

¹ При получении «электрическим» способом кривой спектрального распределения необходимо принимать во внимание, что интервал $\Delta H\rho$, «вырезаемый» щелью, пропорционален H (ширина щели задает определенную величину $\Delta\rho$). Для исследования различных областей спектра приходится изменять напряжение магнитного поля, и непосредственные отсчеты необходимо поэтому «приводить» к определенной величине напряжения поля H . (Прим. ред.)

отвечает рис. 217, только часть частиц, образующих эту линию, попадает в щель CD . При увеличении ρ (т. е. при уменьшении магнитного поля) щель CD будет захватывать все большую часть площади, охватываемой кривой FGE , и интенсивность излучения, регистрируемая ионизационной камерой, будет возрастать. Это соответствует быстрому подъему кривой PQ на рис. 218. Подъем этой кривой кончается тогда, когда край линии F попадает на щель CD . При дальнейшем увеличении ρ вся кривая FGE будет перемещаться по CD , что соответствует по формуле (13) слабому наклону кривой QR . Наконец, кривая FGE начнет выходить за край D щели; это определяет быстрое спадание кривой RS . На рис. 218 кривая 2 соответствует бесконечно узкому источнику, кривая 1 — цилиндрическому. Длина прямолинейного участка QR кривой $PQRS$ определяется диаметром источника и щелями AB и CD . При увеличении ширины щели AB увеличивается общая ширина линии; поэтому относительная

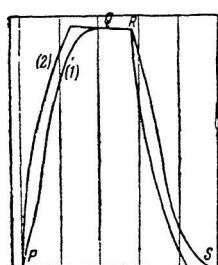


Рис. 218.

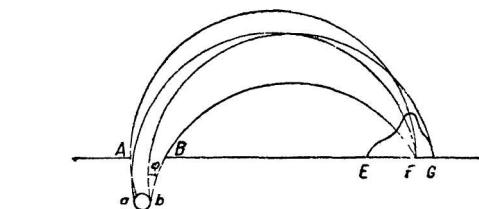


Рис. 219.

длина участка QR уменьшается, и вместе с тем растут ординаты кривой. При уменьшении ширины щели CD длина участка QR уменьшается, но без изменения интенсивности, регистрируемой камерой. При $CD = EG$ точка Q слиивается с R , и дальнейшее уменьшение CD связано не только с уменьшением ширины кривой $PQRS$, но и с уменьшением интенсивности линии. В пределе, при бесконечно узкой щели CD , кривая $PQRS$ совпадает с кривой FGE . Практически наиболее удобным оказывается брать ширину щели CD приблизительно равной ширине исследуемой линии. Эту последнюю можно определить с помощью формулы (6). Для приближенного определения ширины щели эту формулу можно применять не только для плоского, но и для цилиндрического источника, считая, что $2b$ есть его диаметр.

Рассмотрим теперь вопрос о наивыгоднейшей ширине щели AB . Внешний край G линии (рис. 219) определяется теми частицами, которые вылетают из части b источника под углом $\varphi = 0^\circ$. Максимальное же почернение внутри линии, соответствующее точке F , определяется теми частицами, которые вылетели из части a источника под углом $\varphi = 0$ или из других точек источника под некоторыми углами φ . Все эти углы, определяющие

направление вылета из разных точек источника частиц, попадающих в точку F , будут меcьше некоторого φ' . Ясно, что щель AB будет иметь наивыгоднейшую ширину в том случае, если она будет как раз вырезать угол $\frac{1}{2}\varphi'$. Величину этого угла φ' можно получить из формулы (5''), в которой надо заменить y диаметром источника D . Таким образом, наивыгоднейшая ширина щели AB зависит от радиуса кривизны r , диаметра источника D и расстояния a от источника до середины щели. В табл. 20 приведены наивыгоднейшие значения ширины щели AB для разных r и D . a здесь положено равным 1.5 см.

В заключение этого параграфа приведем краткое описание электромагнита, с помощью которого Резерфорд и его сотрудники за последние годы произвели целый ряд исследований тонкого строения линий α -спектров без затраты больших мощностей электрического тока на создание магнитного поля [13]. Устройство такого электромагнита основано на том, что в методе «фокусировки» при электрической регистрации частиц объем используемого магнитного поля имеет форму узкого полукольца. Если же создавать магнитное поле обычным электромагнитом, т. е. если магнитное поле будет занимать объем цилиндра с малой высотой, как это делал, например, Розенблум [4], то основная часть объема магнитного поля останется совершенно неиспользованной. Поэтому при применении кольцевого магнита можно сильно уменьшить мощность, расходуемую на создание магнитного поля. Идея построения подобного магнита принадлежит Г. Лауренсу.

На рис. 220 показано положение пучка α -частиц в поле такого магнита (S — источник, C — регистрирующее устройство), а на рис. 221 — схематический разрез через магнит, сконструированный в лаборатории Резерфорда. Разрез сделан в плоскости, параллельной магнитным силовым линиям. C есть основное тело магнита, сделанное из стали с высокой магнитной проницаемостью, E — катушка, создающая магнитное поле, T — съемная часть электромагнита, B — прокладки, обеспечивающие воздухонепроницаемость соединений. Магнитное поле образуется в кольцевой щели G , в которой и движутся частицы. Высота щели была 1 см, ширина (по радиусу) — 5 см. Радиус кривизны частиц был 40 см. Используемый телесный угол для линейного источника частиц длиной в 1 см был около $1/30000$. С помощью этого магнита легко можно было получить магнитное поле в 12 000 гаусс при расходе мощности электрического тока всего

Таблица 20

D			
	0.01 см	0.02 см	0.05 см
r	см	см	см
3 см	0.17	0.24	0.38
6 »	0.12	0.17	0.27
9 »	0.10	0.14	0.22

300 ватт. Для получения поля в 18 000 гаусс требовалась мощность в 2.2 kW. Для сравнения укажем, что в большом электромагните обычной формы, с которым производил свои упоминавшиеся выше опыты Розенблюм, поле в 24 000 гаусс получается при затрате мощности электрического тока в 93 kW (при рас-

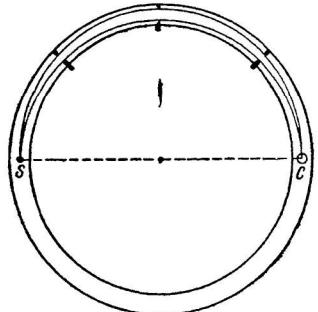


Рис. 220.

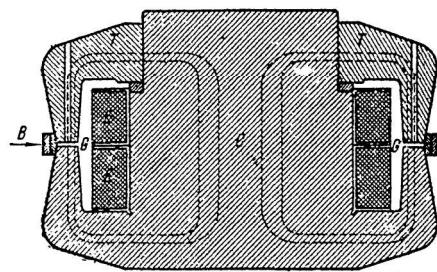


Рис. 221.

стоянии между полюсными наконечниками в 5 см). Магнитное поле кольцевого магнита оказалось достаточно равномерным. Неравномерности в радиальном направлении были меньше $1/1000$ величины поля, а неравномерности в направлении по окружности не превышали $1/2500$. Все щели закрывались непроницаемыми для воздуха прокладками, и внутренние части магнита откачивались до довольно высокого вакуума в 10^{-3} мм Hg. Инди-

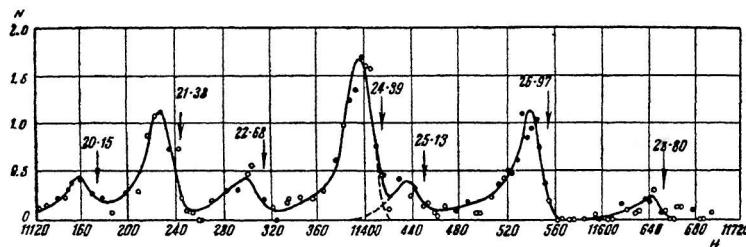


Рис. 222.

катором частиц служила ионизационная камера, соединенная с пропорциональным усилителем и считавшая отдельные α -частицы.

С помощью этого магнита Резерфорд и его сотрудники получили целый ряд чрезвычайно существенных данных о группах α -частиц, испускаемых различными радиоактивными элементами [14]. На рис. 222 приведен участок спектра α -частиц RaC', полученный Резерфордом и другими. По оси ординат отложено число частиц, приходящееся на миллион α -частиц главной

группы RaC', по оси абсцисс — магнитное поле в гауссах. Мы видим, что с помощью этого метода можно изучать такие группы α -частиц, число частиц в которых по крайней мере в миллион раз меньше, чем число α -частиц в основной группе.

Фокусировка продольным магнитным полем

Методы фокусировки быстрых частиц продольным магнитным полем в настоящее время почти не применяются в практике работ по атомному ядру. Но так как, повидимому, нет никаких принципиальных препятствий для их более широкого использования в этой области, мы дадим здесь очень краткое описание этих методов. В настоящее время существует два метода фокусировки продольным магнитным полем: фокусировка полем длинного соленоида и фокусировка с помощью коротких соленоидов — «магнитных линз», как они называются в разработанной за последние годы «геометрической электронной оптике». Переходим к описанию этих методов.

Фокусировка полем длинного соленоида

Рассмотрим движение электрона внутри бесконечно длинного соленоида [7]. Пусть равномерное магнитное поле H (рис. 223) направлено по оси OX (OX параллельна оси соленоида). Источник частиц находится в начале координат O . Определим траекторию частицы, вылетевшей из O в плоскости XOZ под углом ϑ к оси OX со скоростью v . (Вследствие аксиальной симметрии магнитного

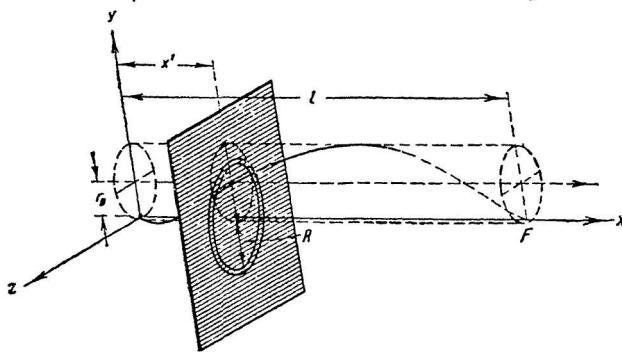


Рис. 223.

поля выводы, полученные для этой частицы, будут справедливы и для любой частицы, начальная скорость которой лежит в любой плоскости, проходящей через ось OX .)

Скорость v дается следующим выражением:

$$v^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2.$$

В начальный момент времени $t = 0$ слагающие скорости по осям координат:

$$\frac{dx}{dt} = v \cos \vartheta; \quad \frac{dy}{dt} = 0; \quad \frac{dz}{dt} = v \sin \vartheta.$$

Если мы обозначим массу частицы через m и заряд ее через e , то уравнения движения частиц будут:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 0; \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = -eH \frac{dz}{dt}; \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = eH \frac{dy}{dt},$$

или, введя обозначение $\frac{eH}{m} = a$,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0; \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -a \frac{dz}{dt}; \quad \frac{d^2z}{dt^2} = a \frac{dy}{dt}.$$

Легко видеть, что решение этой системы уравнений может быть представлено в следующем виде:

$$\begin{aligned} x &= vt \cos \vartheta; \\ y &= \frac{v \sin \vartheta}{a} (\cos at - 1); \\ z &= \frac{v \sin \vartheta}{a} \sin at. \end{aligned} \tag{14}$$

Расстояние между траекторией частицы и осью OX в момент времени t будет равно:

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} = \frac{v \sin \vartheta}{a} \sqrt{2(1 - \cos at)}.$$

Отсюда видно, что $r = 0$, т. е. частица пересекает ось OX в точках, для которых $t = 0$ (начало координат), $t = \frac{2\pi}{a}$, $t = \frac{4\pi}{a}$ и т. д. Таким образом, траектория частицы есть спираль, пересекающая ось X в начале координат и в точках:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{2\pi}{a} v \cos \vartheta; \\ x_2 &= \frac{4\pi}{a} v \cos \vartheta \end{aligned} \right\} \tag{15}$$

и т. д. Радиус цилиндра, на поверхности которого лежит спираль, описываемая частицей, равен

$$r_0 = \frac{r_{\max}}{2} = \frac{v \sin \vartheta}{a}.$$

Из выражений (15) мы видим, что положение точки пересечения траектории частицы с осью OX зависит от H , v и ϑ . Таким образом, если мы зададим определенное ϑ (с помощью соответствующей диафрагмы)¹ и поставим индикатор, регистрирующий

¹ Однако при небольших ϑ положение точек пересечения траекторий электронов с осью X мало зависят от ϑ (так как косинус при малых углах медленно изменяется с изменением угла).

частицы на оси OX , то он будет отмечать частицы с определенной скоростью. Изменяя ~~шаг~~ толщину в соленоиде, т. е. изменения H , мы будем регистрировать частицы с различными скоростями.

Пусть кольцевая диафрагма (рис. 223) выделяет из всех возможных ϑ некоторый определенный интервал от ϑ до $\vartheta + d\vartheta$. При этом плоскость диафрагмы перпендикулярна оси OX и находится на расстоянии x' от начала координат. Радиус кольца диафрагмы равен R . В точке F будут фокусироваться все частицы с определенной скоростью v , прошедшие сквозь отверстие диафрагмы. Посмотрим, как скорость v будет зависеть от магнитного поля и от геометрических параметров установки. Пусть в точке, соответствующей x' , $t = t'$. Тогда $x' = v t' \cos \vartheta$, т. е.

$t' = \frac{x'}{v \cos \vartheta}$. Но так как частица, в конце концов, попадает в точку F , для которой $x = l$, то согласно уравнению (15)

$$\cos \vartheta = \frac{al}{2\pi v}.$$

Таким образом

$$t' = \frac{2\pi x'}{al}.$$

Поэтому

$$R = \frac{v \sin \vartheta}{a} \sqrt{2(1 - \cos at')} = \frac{v \sin \vartheta}{a} \sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{2\pi x'}{l} \right)} \quad (16)$$

и

$$r_0 = \frac{v \sin \vartheta}{a} = \frac{R}{\sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{2\pi x'}{l} \right)}}. \quad (17)$$

Наконец, исключая ϑ из уравнений:

$$\cos \vartheta = \frac{al}{2\pi v}, \quad \sin \vartheta = \frac{aR}{v \sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{2\pi x'}{l} \right)}},$$

мы получим формулу

$$v = a \sqrt{\frac{R^2}{2 \left(1 - \cos \frac{2\pi x'}{l} \right)} + \frac{l^2}{4\pi^2}} = \frac{eH}{m} \sqrt{A}, \quad (18)$$

где

$$A = \frac{R^2}{2 \left(1 - \cos \frac{2\pi x'}{l} \right)} + \frac{l^2}{4\pi^2}.$$

Она дает связь между скоростью изучаемых частиц, магнитным полем и геометрическими параметрами установки. Таким образом, зная H и A , по этой формуле легко определить скорость регистрируемых частиц. При заданном магнитном поле H определенному значению расстояния l будет соответствовать своя скорость v . Наоборот, при заданном l , меняя H , мы будем менять скорость

регистрируемых частиц. Для электронов, к которым этот метод практически только и может применяться, необходимо учитывать еще зависимость массы частиц от их скорости.

На рис. 224 изображена схема прибора Триккера [15] для фокусировки электронов с помощью длинного соленоида. Здесь S — источник электронов, DD — кольцевая диафрагма, P — фотопленка и K — латунная камера, в которой поддерживался вакуум.

«Дисперсия», получаемая при применении этого метода, оказывается примерно такой же, как и в методе «фокусировки». Главным недостатком его является то, что он не дает возможности получать таких резких и четких линий, как в методе «фокусировки». Преимущество же его состоит в относительно большой светосиле. Поэтому, повидимому, наиболее подходящей областью применения этого метода является получение более или менее однородных пучков электронов. С этой целью в последнее время он был применен Г. Штаубом [16]. За дальнейшими подробностями по поводу этого метода отсылаем читателя к статьям Триккера.

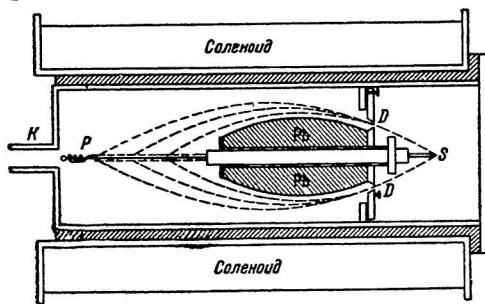


Рис. 224.

Электронные «спектро-графы»

За последние годы ряд авторов разработал

так называемую электронную геометрическую оптику [17]. В результате этих работ выяснено, что пучком электронов можно управлять подобно тому, как при помощи соответствующих линз и призм можно управлять пучком световых лучей. Идя по этому пути, оказывается возможным построить «спектрографы и монохроматоры для электронов», подобные аналогичным оптическим приборам. К описанию такого прибора мы переходим.

В «электронной оптике» показывается, что магнитное поле катушки действует на пучок проходящих сквозь него электронов как собирающая линза. Фокусирующее действие такой «электронной» линзы поясняет рис. 225. Здесь K — катушка, S — источник электронов (в общем случае заряженных частиц), S_1 — получающееся действительное «изображение» источника. Фокусное расстояние подобной «линзы» может быть определено по формуле:

$$f = \frac{4m_0^2}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} H^2(x) dx \frac{v^2}{1 - \beta^2}. \quad (19)$$

Здесь m_0 , e и v — «масса покоя», заряд и скорость частицы (электрона) и $H(x)$ — магнитное поле катушки как функция расстояния вдоль оси катушки (линия SS_1 , на рис. 225). Таким образом мы видим, что фокусное расстояние «электронной линзы» есть функция величин, характеризующих частицу (масса, заряд) и скорости ее. Оно зависит также от расположения магнитного поля. Для данного сорта частиц и заданной катушки с определенным магнитным полем оно есть функция только скорости частиц.

Магнитное поле катушки пропорционально силе тока. Поэтому формулу (19) можно переписать в следующем виде:

$$f = \frac{Am_0^2}{e^2 I^2} \frac{v^2}{1 - \beta^2}. \quad (19')$$

A здесь — постоянная, определяемая параметрами катушки, I — сила тока в ней. Мы видим, что, меняя I , мы будем менять фокусное расстояние для частиц с данной скоростью, и, следовательно, как и в методе «фокусировки» Дэниша, подбирая надлежащее I , мы можем регистрировать частицы с желаемой скоростью.¹

Для уменьшения f (т. е. для увеличения «светосилы электронной линзы») нужно увеличивать значение $\int_{-\infty}^{+\infty} H^2(x) dx$. Этого можно достигнуть не только увеличением тока в катушке, но также и изменением ее формы. Как показал Габор [48], оказывается, что поле катушки можно изменить надлежащим образом, экранируя часть катушки железным панцирем толщиной в несколько миллиметров (как изображено, например, на рис. 226).

На рис. 227 изображено распределение магнитного поля [т. е. $H(x)$] для неэкранированной катушки (сплошная линия) и для катушки с железным экраном (пунктир), по данным Клемперера [19]. По оси ординат отложено магнитное поле, по оси абсцисс — расстояние вдоль оси катушки.

Изложенный принцип фокусировки электронов при помощи «электронных линз» был недавно применен О. Клемперером для построения «спектрографов» для β -частиц. Схема его простейшего «спектрографа» представлена на рис. 228. L — разрез катушки с железным панцирем Fe ; T — латунная труба, W_1 и W_2 — круглые отверстия в 3 и 5 мм диаметром в крышках, закрывающих трубу; D_1 и D_2 — диафрагмы, вырезавшие

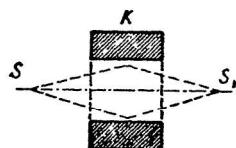


Рис. 225.

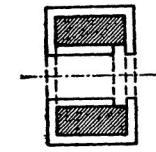


Рис. 226.

¹ Для расчета катушки можно рекомендовать статью E. Ruska и M. Knoll. Zt. f. techn. Phys. 12, 388. 1931.

пучок частиц; Z — счетчик Гейгер-Мюллера, служивший регистрирующим прибором; E — экран, предохраняющий счетчик от попадания прямых частиц и от γ -лучей; S — источник частиц. Длина трубы T была 120 см, диаметр 7 см. Катушка состояла из 1550 оборотов медной проволоки; внутренний и внешний диаметры катушки

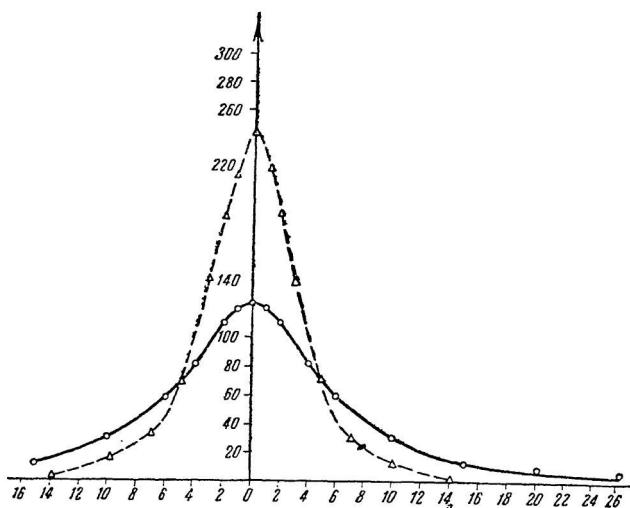


Рис. 227.

были 10 и 24 см, толщина 5 см. Окна W_1 и W_2 и окно в счетчике закрывались тонкими целлофановыми пленками. В трубе T , конечно, создавался вакуум. Телесный угол ω для тех частиц, которые концентрировались на счетчике, был равен приблизительно $8 \cdot 10^{-4}$. Это примерно в 500 раз больше того телесного угла,

который захватывал бы счетчик при данных геометрических условиях без фокусировки.

Катушка тщательно устанавливалась таким образом, чтобы ось ее совпадала с линией $W_1 W_2$. При этом оказалось, что выгоднее всего по-

местить катушку посередине между источником и счетчиком.

На рис. 229 приведен полученный Клемперером спектр электронов, испускаемых ThB. На кривой отчетливо виден резкий максимум, соответствующий линии спектра ThB с энергией 150 eV. Аналогичный «монохроматор» для исследований с монохроматическим пучком электронов был недавно построен Дэвисом и О'Силлэй [20].

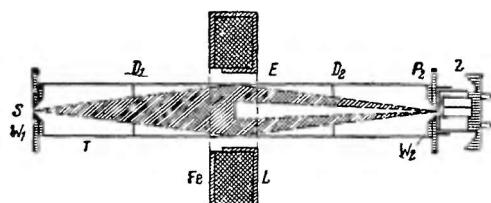


Рис. 228.

Используя тот же принцип, Клемперер построил и другой «спектрограф» с значительно большей «дисперсией». Этот «спектрограф» состоит из двух «электронных линз» и одной магнитной «призмы». Подобно оптическим монохроматорам с двойным расположением он обладает большой «дисперсией» и сравнительно небольшой светосилой. Схема его изображена на рис. 230. Как ясно из рисунка, он представляет собой соединение двух спектрографов T_1 и T_2 , аналогичных изображенному на рис. 228 и расположенных под некоторым углом друг к другу. Источник электронов S помещается перед окном W_1 . Электроны концентрируются «линзой» L_1 в центре коробки Q . Диафрагмы D_1 и D_2 и экран E_1 ограничивают пучок электронов, попадающих в Q . Коробка Q помещается между полюсами электромагнита, магнитное поле которого направлено перпендикулярно к плоскости чертежа. Напряжение магнитного поля подбирается таким, чтобы электроны

попадали в T_2 . Q , таким образом, служит «электронной призмой». Попав в T_2 , электроны концентрируются катушкой L_2 на окне W_3 шириной около 1 мм, за которым располагается регистрирующий прибор (счетчик). Пристройке «спектрографа» сначала самым тщательным образом устанавливается катушка L_1 . Главная оптическая ось «линзы» должна совпадать с линией W_1W_2 с точностью до долей градуса.

Для этого счетчик ставится у окна W_2 , и положение катушки и ток в ней подбираются так, чтобы счетчик W_2 регистрировал частицы с желаемой скоростью. Затем аналогичным образом налаживается вторая «ветвь» «спектрографа». Источник при этом помещается у окна W_4 , а счетчик — в W_3 . Электромагнит, создающий поле в Q , должен быть при этом тщательно размагнитчен. Вообще кон-

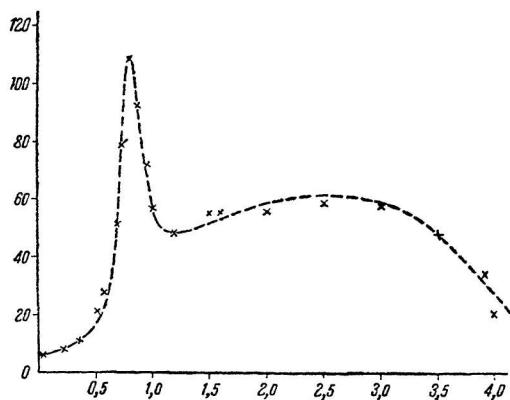


Рис. 229.

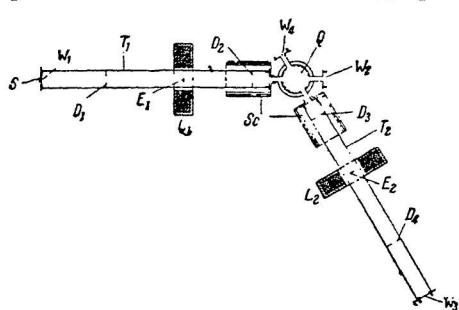


Рис. 230.

служит «электронной призмой». Попав в T_2 , электроны концентрируются катушкой L_2 на окне W_3 шириной около 1 мм, за которым располагается регистрирующий прибор (счетчик). Пристройке «спектрографа» сначала самым тщательным образом устанавливается катушка L_1 . Главная оптическая ось «линзы» должна совпадать с линией W_1W_2 с точностью до долей градуса.

Для этого счетчик ставится у окна W_2 , и положение катушки и ток в ней подбираются так, чтобы счетчик W_2 регистрировал частицы с желаемой скоростью. Затем аналогичным образом налаживается вторая «ветвь» «спектрографа». Источник при этом помещается у окна W_4 , а счетчик — в W_3 . Электромагнит, создающий поле в Q , должен быть при этом тщательно размагнитчен. Вообще кон-

струкция его должна быть такова, чтобы по возможности уменьшить рассеяние магнитного поля. Кроме того, при работе прилегающие к Q концы труб T_1 и T_2 должны быть заэкранированы железными экранами S_c . После установки обеих ветвей ток в катушках L_1 и L_2 несколько увеличивается для того, чтобы переместить изображение источника из W_2 в центр коробки Q . Поправка эта находится экспериментальным путем. Наконец, после этого

включается ток в обмотку электромагнита, создающего магнитное поле в коробке Q , и снимается зависимость числа отбросов в счетчике от тока в электромагните.

Полученные Клемперером кривые для линии ThB с энергией 150 екВ представлены на рис. 231. По оси ординат отложено число отбросов в счетчике, по оси абсцисс — ток в электромагните (в миллиамперах). Кривые сняты для трех значений тока

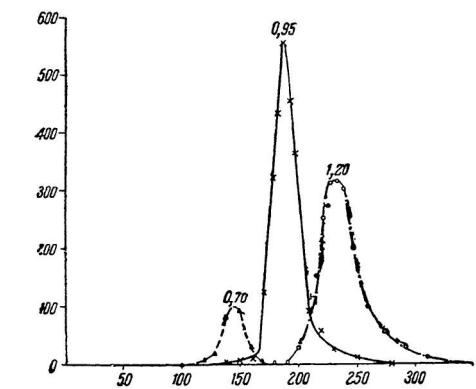


Рис. 231.

в катушках L_1 и L_2 (цифры означают ток в амперах). Ток в обеих катушках один и тот же. Как видно из рисунка, разрешающая способность этого прибора очень велика. Вместе с тем, он очень чувствителен даже к небольшим изменениям скорости электронов. Для примера приведем замечание Клемперера, указывающего, что при фильтрации электронов через тонкую целлофановую пленку, максимум получался при значении тока в электромагните на 10 мА меньше, чем в отсутствии пленки. Производить определение спектра электронов с помощью этого «спектрографа», однако, довольно неудобно, так как число частиц, попадающих в регистрирующий прибор, зависит от трех величин — тока в катушках и тока в электромагните. Как видно из рис. 231, небольшое отклонение тока в катушках от оптимального значения для данной скорости электронов может очень сильно исказить весь изучаемый спектр. Поэтому можно думать, что главной областью применения этого прибора будет использование его не как «спектрографа», а как «монохроматора» с большой разрешающей способностью. Другими словами, он будет использоваться не для изучений «спектров» электронов, а для выделения электронов со строго определенными скоростями.

Вопрос о дисперсии этой установки довольно сложен и в работе Клемперера разобран недостаточно. Дело в том, что «дисперсия» такого прибора определяется не только действием «призмы», но и действием «линз», так как в отличие от оптических

спектрографов «линзы» в «электронном спектрографе» обладают очень большой «хроматической aberrацией» [фокусное расстояние их, как показывает формула (19), сильно зависит от скорости электронов]. Поэтому ширина кривых на рис. 231 (например, на половине их высоты) оказывается различной во всех трех случаях.

Но для качественного сравнения с методом «фокусировки» можно пренебречь влиянием «линз». Тогда величина $\frac{dx}{d(H\rho)}$, которую при описании метода «фокусировки» мы определили как «дисперсию», в этом случае может быть приближено вычислена следующим образом. Пусть Q на рис. 232 изображает электронную «призму». Будем для простоты считать, что магнитное поле внутри окружности с радиусом R равномерно и равно H , а вне окружности равно 0. Путь электрона изобразится линией $AEBFC$. Угол COG , т. е. угол, на который отклонится электрон, обозначим через Θ . Легко заметить, что линии AG и OC , касательные к дуге окружности EBF , пересекутся в центре O окружности Q . Поэтому

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \frac{R}{\rho}. \quad (20)$$

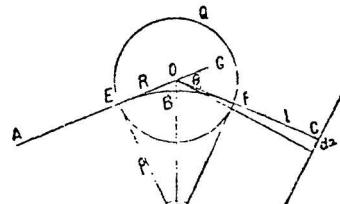


Рис. 232.

Величина dx , т. е. смещение положения линии «спектра» при изменении скорости электронов на dv , определится так:

$$dx = l d\theta, \quad (21)$$

где l есть расстояние OC . Комбинируя равенства (20) и (21), мы получаем:

$$\frac{dx}{d(H\rho)} = \frac{l \sin \Theta}{H\rho}. \quad (22)$$

Мы видим, что, как и следовало ожидать, «дисперсия», получаемая в приборе с электронной «призмой», увеличивается с увеличением l . Так как в описываемом «спектрографе» благодаря применению фокусировки с помощью «линзы», l может быть сделано довольно большим, то и «дисперсия» у него получается большой. Так, в приборе, построенном Клемперером, «дисперсия» оказалась в несколько раз большей, чем в «спектрографах». Вместе с тем, применение «электронных линз» дает возможность получить довольно большую светосилу. Поэтому можно думать, что установки, подобные описанной выше, получат в дальнейшем большое распространение.

Метод «трохоиды»¹

В заключение этой главы кратко опишем еще один метод, основанный на использовании неравномерного поперечного магнитного поля. Сущность его ясна из рис. 233 [21]. Магнитное поле перпендикулярно к плоскости чертежа и убывает по направлению от центра поля к периферии. Пусть из точки A по направлению AV вылетает заряженная частица, например электрон. Если бы магнитное поле было равномерным, то электрон двигался бы по окружности с некоторым радиусом ρ и с центром в P . Но так как в действительности поле неравномерное, то по мере приближения к точке B электрон будет попадать в области с меньшим H , и ρ будет возрастать. При дальнейшем движении от B к C и от C к B' ρ , наоборот, будет уменьшаться. В результате элек-

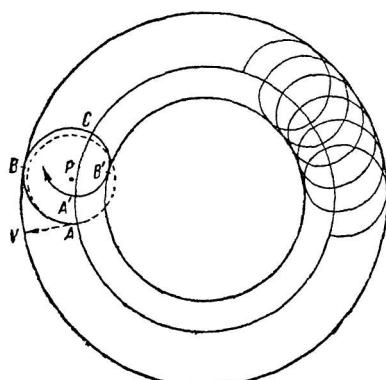


Рис. 233.

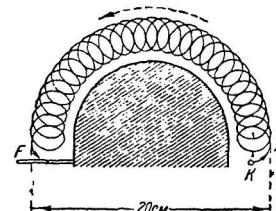


Рис. 235.

трон будет двигаться по изогнутой спирали — «трохоиде».² Совершенно аналогичная траектория получится и в том случае, если электрон вылетит из точки A по какому-либо другому на-

¹ Во время печатания настоящей книги в Nuovo Cimento (Anno XV № 5, 313, 1938) появилась статья J. Thibaud (*Méthode de Séparation magnétique des corpuscules électrisés en champ inhomogène*), посвященная подробному разбору метода трохоиды. Прим. при корректуре.

² Трохоида — траектория точки, неподвижно связанной с кругом, катящимся без скольжения по прямой или по другому кругу.

Траектория электрона, движущегося в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, в том случае, если это поле имеет незначительный постоянный градиент в плоскости движения, есть трохоида. Убедиться в этом можно путем весьма простых кинематических соображений, которые мы и рассмотрим.

Если бы поле было однородно и имело бы напряжение, равное среднему напряжению заданного поля (H_0), то мы имели бы движение по кругу с некоторым радиусом ρ (равным $\frac{vmt}{eH_0}$, где v — скорость, m — масса, e — заряд электрона, c — скорость света). При наличии градиента, движение может быть описано как вращение по такому кругу, который в свою очередь движется с некоторой поступательной скоростью, направленной перпендикулярно к градиенту.

правлению. Поэтому, если мы поместим в F индикатор (например фотопластинку, рис. 235), то он будет регистрировать все электроны, вылетевшие из A в плоскости чертежа.

Если мы обозначим через x расстояние AA' , т. е. смещение частицы вдоль оси трохоиды при прохождении одного витка, то, как показал Л. Картан [22], для малых градиентов магнитного поля величина x может быть вычислена по следующей формуле:

$$x = \pi \varepsilon \frac{vm_0}{He\sqrt{1-\beta^2}} \left(1 + \frac{3}{4}\varepsilon^2\right), \quad (23)$$

где $\varepsilon = \frac{\Delta H}{H}$. ΔH есть изменение магнитного поля на длине, равной радиусу витка трохоиды, а v , m_0 , e и β имеют обычные значения. Мы видим, что, как

и следовало ожидать, с увеличением скорости частиц величина x быстро возрастает. Она увеличивается также при возрастании градиента поля. Для количественной оценки приведем следующие данные, взятые из статьи Монаджеми [23]:

Полагая, что радиус оси трохоиды в опытах Монаджеми был порядка 10 см, по значению x легко оценить число витков N трохоиды для различных энергий электронов. Эти данные приведены в 3 графе таблицы. Однако, вследствие того, что градиент

Пусть ΔH_p есть изменение напряжения поля на длине, равной радиусу круга (радиусу отдельного витка траектории, p). Дальнейшие рассуждения основаны на предположении, что

$$\varepsilon = \frac{\Delta H_p}{H_0} \ll 1.$$

Элемент траектории электрона можно рассматривать как дугу окружности, радиус которой (r') должен удовлетворять условию

$$\frac{\varphi}{p} = \frac{eH}{mc}, \quad (1)$$

где H — напряжение поля в данной точке траектории.

Рассмотрим движение точки P , не подвижно связанной с кругом O (радиус которого есть r), катящимся без скольжения по прямой MM' , перпендикулярной к градиенту.

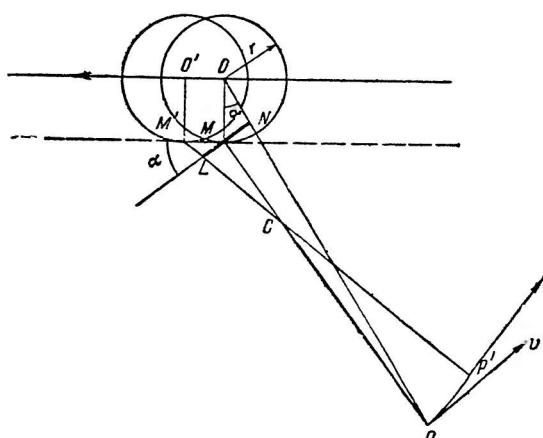


Рис. 234.

магнитного поля в приборе Монаджеми не был малым, в приближенную формулу (23) приходится вводить поправки, и число витков в действительности оказывается несколько отличным от N .

Этот метод фокусировки был применен Тибо, Монаджеми и некоторыми другими авторами для изучения электронов и позитронов. Расположение, которым пользовался Тибо, изображено на рис. 236. N и S здесь полюсы электромагнита. Магнитные силовые линии его обозначены пунктиром. K — источник частиц и F — фотопленка. Средняя часть межполюсного пространства, в которой магнитное поле равномерно, занято свинцовым блоком Pb . Назначение его состоит в том, чтобы экранировать фотопленку от γ -лучей, испускаемых источником. Разрез поперек магнитных силовых линий изображен на рис. 235.

Пользуясь методом трохоиды, Тибо сравнил отношение заряда к массе у позитрона и электрона. Отклоняя дополнительным электрическим полем движущиеся по трохоиде позитроны и срав-

Докажем, что условие (1), при надлежащем выборе величин r , выполняется. Заранее примем во внимание, что условию $\frac{\Delta H}{H_0} \ll 1$ соответствует соотношение $\frac{r}{\rho} \ll 1$. (Как будет показано ниже, $\frac{2r}{\rho} = \frac{\Delta H_0}{H_0} = \varepsilon$.)

На рис. 234 показаны два смежных бесконечно близких положения катящейся окружности.

M — есть мгновенный центр вращения. Элементарные перемещения всех точек плоскости, неподвижно связанной с окружностью O , получаются вращением всей плоскости вокруг точки M на угол da . Перемещение PP' точки P равно, следовательно, $R da$, где R есть расстояние MP точки P от центра вращения.

$$PP' = R da. \quad (2)$$

Положение центра кривизны (C) определяется пересечением нормалей MP и $M'P'$ в двух бесконечно близких точках траектории.

Приближенное выражение (полагая, что можно пренебречь величинами порядка $\frac{r}{\rho}$ в сравнении с единицей) легко получим из рассмотрения рис. 234, введя следующие обозначения:

$$\begin{aligned} OM &= r; OP = \rho; MP = R; CM = x; \\ CP &= \rho'; \rho' = R - x; ML = MM' \cos a = r \cos a da. \end{aligned}$$

Так как круг O катится по прямой MM' без скольжения, поворот на угол da (вокруг точки M) связан с перемещением на длину $MM' = r da$.

Из чертежа видно (принимая во внимание, что $\frac{r}{\rho} \ll 1$), что

$$\begin{aligned} R &= \rho - r \cos a, \\ \rho' &= R - x, \\ \frac{x}{R - x} &\approx \frac{x}{R} = \frac{r \cos a da}{R da} = \frac{r \cos a}{R}, \end{aligned}$$

откуда:

$$\begin{aligned} x &= r \cos a, \\ \rho' &= \rho - 2r \cos a. \end{aligned}$$

(По малости r в сравнении с R можно принять, что прямая NL пересекает под прямым углом все три прямые: $P'L$, PM и PN .)

Полагая $\frac{\rho'}{\rho} = \frac{eH_0}{mc}$ (H_0 — напряжение поля на прямой OO').

нивая величину этого отклонения с отклонением электронов, Тибо удалось показать, что, с точностью до 15%, величины $\frac{e}{m}$ для позитронов и электронов равны между собой.

Метод трохойды, как это следует из предыдущего, обладает весьма существенными недостатками. Дело в том, что по трохойде движутся только те частицы, которые вылетают под углом, очень близким к 90° , к направлению магнитного поля (т. е. почти в точности в плоскости чертежа рис. 233). Те же частицы, которые вылетают под сколько-нибудь заметным углом к плоскости чертежа рис. 233, улетают в стороны и не попадают на фотопластинку. Поэтому телесный угол, ограничивающий конус регистрируемых частиц, оказывается сравнительно небольшим. С другой стороны, по сравнению, например, с методом фокусировки метод трохойды имеет тот существенный недостаток, что он не дает возможности изучать распределение частиц по скоростям. Это связано с тем, что форма траектории мало зависит от скорости частиц, и поэтому частицы различными скоростями попадают почти в одно и то же место фотопластинки.

Наконец, метод трохойды практически неприменим и к изучению поглощения частиц. Действительно, если мы поставим

$$\text{и } \frac{2r}{\rho} = \frac{\Delta H_0}{H_0} = \varepsilon, \text{ имеем:}$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{\rho} &= \frac{\sigma}{\rho - 2r \cos \alpha} \approx \frac{\sigma}{\rho} \left(1 + \frac{2r}{\rho} \cos \alpha \right) = \\ &= \frac{eH_0}{mc} (1 + \varepsilon \cos \alpha) = \frac{e(H_0 + \Delta H_0 \cos \alpha)}{mc} = \frac{eH}{mc} \end{aligned}$$

— условие (1), так как $H_0 + \Delta H_0 \cos \alpha = H$.
(H — напряжение поля в точке P .)

(Скорость точки P не сохраняет строго постоянное значение, как должно было бы быть, однако отклонение этой скорости от заданной постоянной скорости v электрона не превышает величины εv , что в рассматриваемом приближении допустимо.)

Прецессия Δx — перемещение центра витка вдоль прямой OO' за один оборот — может быть отсюда легко вычислена. Δx равно длине катящейся окружности.

Следовательно:

$$\Delta x = 2\pi r = \pi \varepsilon \rho, \text{ где } \rho = \frac{mc}{eH_0},$$

что и соответствует первому члену выражения (23) в тексте. (В отличие от обозначений в тексте, e в этой формуле выражено, как это обычно принято, в электростатических единицах.)

Направление прецессии в каждой точке пути перпендикулярно к направлению градиента поля. В поле с радиальным градиентом, как в опытах Тибо, центр витка трохойды перемещается по окружности (центр которой совпадает с центром полюсных поверхностей электромагнита) (Прим. ред.).

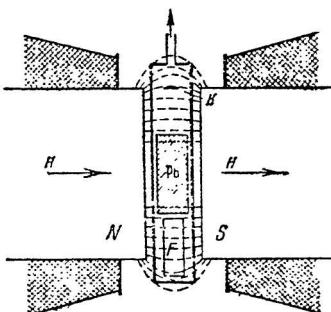


Рис. 236.

на пути частиц, движущихся по трохоиде, поглощающий экран, то частица в общем случае будет проходить через этот экран несколько раз, причем под разными углами. Кроме того, как видно из табл. 21, число прохождений через экран будет сильно зависеть от скорости частицы. Поэтому путь частицы внутри экрана будет неопределенным, и, следовательно, учесть поглощение ее в экране затруднительно.

Несомненно, что с этими недостатками и связана малая распространенность метода трохоиды.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Bayer u. O. Hahn. Phys. Zt. *II*, 488. 1910.
2. O. Bayer, O. Hahn u. L. Meitner. Phys. Zt. *I2*, 273. 1911; *13*, 264. 1912.
3. Danysz. C. R. (Paris) *153*, 339, 1066. 1911; «Le Radium» *IX*, 1. 1912.
4. S. Rosenblum. Annal de Phys. *X*, 408. 1928.
5. G. H. Briggs. Proc. Roy. Soc. A. *139*, 638. 1933.
6. E. Rutherford a. H. Robinson. Phil. Mag. *26*, 717. 1913.
7. K. W. F. Kolrausch. Handb. der Exp. Phys. Bd. 15. Leipzig. 1928.
8. S. Rosenblum. Journ. de Phys. et le Rad. ser. VII, *I*, 438. 1930.
9. W. A. Wooster. Proc. Roy. Soc. A. *114*, 729. 1927.
10. K. T. Li. Proc. Camb. Phil. Soc. *33*, 477. 1937.
11. C. D. Ellis a. W. A. Wooster. Proc. Roy. Soc. A *114*, 276. 1927.
12. A. I. Alichanov, A. I. Alichanian et M. S. Kosodaeew. Journ. de Phys. et le Rad. *VII*, 163. 1936.
13. E. Rutherford, C. E. Wynn-Williams, W. B. Lewis a. B. V. Bowden. Proc. Roy. Soc. A. *139*, 617. 1933.
См. также I. D. Cokroft. Journ. Scient. Instr. *X*, 71. 1933.
14. E. Rutherford, W. B. Lewis a. B. V. Bowden. Proc. Roy. Soc. A. *142*, 347. 1933.
15. R. A. Tricker. Proc. Camb. Phil. Soc. XXII, 454. 1925; Proc. Roy. Soc. A, *109*, 384. 1925.
16. H. Staub. Helv. Phys. Acta, *IX*, 306. 1936.
17. См., напр., E. Brüche u. O. Scherzer. Geometrische Elektronenoptik. Berlin. 1934.
18. D. Gabor. Forsch. Hefte Höchstsp. Stud. Ges. H. *1*, 7, 47, 62. 1927.
19. O. Klemperer. Phil. Mag. *30*, 545. 1935.
20. W. T. Davies a. C. O'Ceallaigh. Proc. Camb. Phil. Soc. *33*, 540. 1937.
21. M. P. Villard. Journ. de Phys. Ser. IV, *VII*, 429. 1908.
22. L. Cartan. Journ. de Phys. et le Rad. *V*, 257. 1934.
23. M. Monadjemi. Journ. de Phys. et le Rad. *VIII*, 347. 1937.
24. J. Thibaud. Phys. Rev. *45*, 781. 1934.

ГЛАВА VII

ПОЛУЧЕНИЕ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ В ЭМУЛЬСИИ ФОТОПЛАСТИНОК

Один из методов обнаружения излучения радиоактивных веществ, приведший, в частности, к открытию самого явления радиоактивности, основан на фотографическом действии этих излучений.

Если проявить фотопластинку, подвергнутую предварительно действию лучей, например, радия, то на ней можно обнаружить почернение. Величина этого почернения зависит от интенсивности и времени действия излучения, и, измеряя его при соблюдении некоторых условий, можно сделать определенные заключения о суммарной интенсивности излучения. Таким образом, этот способ до некоторой степени аналогичен описанному выше ионизационному методу. Но по сравнению с ионизационным методом он обладает рядом недостатков, связанных главным образом со сложностью процессов, происходящих в светочувствительном слое, и с зависимостью их от зачастую неуловимых причин. В связи с этим в настоящее время метод определения интенсивности радиоактивных излучений по суммарному почернению фотопластинок почти не применяется на практике. Поэтому мы не будем останавливаться на его описании.

Однако, кроме суммарного почернения, фотографические пластиинки дают возможность получить картину следов отдельных α -частиц, аналогичную картине, которая образуется в камере Вильсона. Несмотря на ряд недостатков, этот метод обладает и некоторыми преимуществами по сравнению с камерой Вильсона. Поэтому хотя метод получения следов α -частиц в эмульсионном слое, — или фотографический метод, как мы будем называть его ради краткости, — и не получил еще широкого распространения, ниже мы даем его общее описание.

Работы Киношита, Рейнганума, Михля и др. (1910—1912 гг.) показали, что α -частица делает способными к проявлению те зерна бромистого серебра, через которые она проходит при своем движении в эмульсии фотопластинки. Поэтому, если проявить обычным образом фотопластинку, в эмульсию которой попадали α -частицы, и рассматривать ее в микроскоп с увеличением в не-

сколько сот раз, то можно обнаружить след каждой α -частицы в виде характерной цепочки зерен бромистого серебра. Длина этой цепочки определяется пробегом α -частицы в эмульсии. На рис. 237 приведена микрофотография проявленной фотопластинки, на которую была положена ничтожная крупишка вещества, дающего α -лучи.

В 1925 г. М. Блау [1] обнаружила, что аналогичные следы в эмульсии дают и H -частицы (протоны, выбитые α -частицами из какого-либо вещества, содержащего водород). Напротив, β -лучи, вследствие малой удельной ионизации, не дают следов, а образуют в эмульсии лишь общий фон из беспорядочно разбросанных зерен. Поэтому с помощью фотографического метода можно изучать лишь следы α -частиц и протонов. Это обстоятельство является лишь одним из наиболее существенных недостатков этого метода.

Измерения и подсчеты, проделанные А. П. Ждановым [2, 3], показывают, что α -частица в зерне диапозитивной эмульсии теряет в среднем $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ эрга энергии. Если считать, что вся эта энергия расходуется на освобождение атомов Ag из AgBr, то, по данным Эгерта и Ноддака [4], это соответствует выделению свыше 6000 атомов Ag. А так как, по тем же данным, зерно эмульсии становится способным к проявлению уже при выделении ~ 1000 атомов, то отсюда, в согласии с экспериментальными данными, следует, что практически каждое зерно, задетое α -частицей, становится способным к проявлению.

В отличие от α -частиц, H -частицы при тех же энергиях поглощаются значительно меньше; поэтому они выделяют в зерне 1000 атомов Ag только в том случае, если проходят в зерне путь, близкий к диаметру зерна. Вследствие этого проявляется не каждое зерно, задетое H -частицей; поэтому зерна на ее пути при тех же энергиях расположены реже, чем на пути α -частиц.

Длина пробега α -частиц, например, RaC в эмульсии равна примерно 50 μ . Толщина же слоя эмульсии в обычных проявленных фотопластинках не превышает 20 μ . Таким образом,

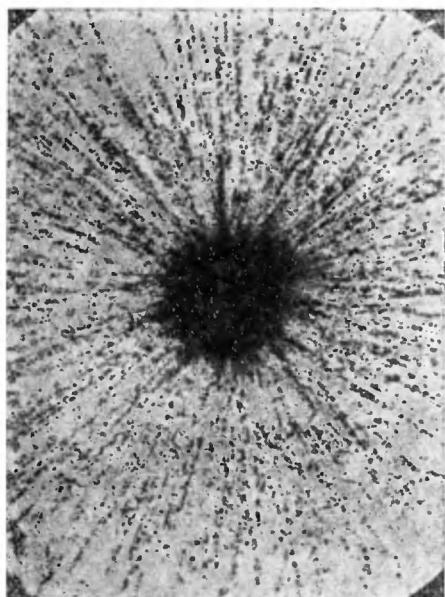


Рис. 237.

для получения полного следа α -частиц в первых работах приходилось направлять их под очень небольшим углом к поверхности пластинки. Это вызывало целый ряд неудобств. Для устранения их Л. В. Мысовский предложил изготавливать специальные пластиинки с толстым (до 50 μ) эмульсионным слоем. Как было показано в работе Мысовского и Чижова [5], с помощью таких пластиинок можно получить уже пространственную картину следов α -частиц.

Основным преимуществом толстослойных пластиинок является то, что с ними можно получить стереоскопические фотографии следов.

Для фотографического метода получение стереоскопических снимков еще более важно, чем при работе с камерой Вильсона, поскольку по одной нестереоскопической микрофотографии нельзя

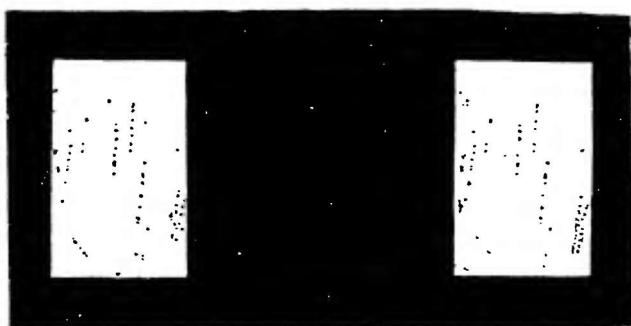


Рис. 238.

с уверенностью сказать, является ли данный ряд зерен следом частицы или случайной царапиной. Применение же стереоскопического снимка позволяет сразу решить вопрос, так как царапины, в отличие от следов частиц, всегда идут вдоль поверхности эмульсии. Кроме того, при проявлении всякой, даже весьма тщательно приготовленной эмульсии образуется более или менее густой фон одиночных зерен.¹ Несколько таких зерен могут случайно расположиться по одной линии и при нестереоскопическом рассматривании полученной картины произвести впечатление следа частицы. Вероятность же образования «случайных следов» в пространстве ничтожно мала даже при довольно густом фоне одиночных зерен. На рис. 238 приведена полученная А. П. Ждановым стереоскопическая микрофотография следов нескольких α -частиц в толстослойной пластиинке.

Работа с толстослойными пластиинками имеет и некоторые неудобства. Дело в том, что при наиболее подходящем увели-

¹ Правда, в некоторых особенно тщательно приготовленных эмульсиях он может быть сведен всего до нескольких зерен на поле зрения микроскопа.

чении микроскопа (300—800 раз) глубина фокуса его значительно меньше толщины слоя эмульсии. Поэтому при поисках следов на пластинке приходится не только передвигать пластинку, но и пользоваться микрометрическим винтом, меняющим наводку на фокус. В связи с этим поиски следов производят иногда при меньшем увеличении, а для детального рассматривания уже найденного следа переходят к большим увеличениям. Следует, однако, отметить, что просмотр пластинок при относительно малых увеличениях требует значительных навыков. Все это, несомненно, создает некоторые затруднения, отсутствующие при работе с тонкослойными пластинками. Однако этот недостаток пластинок с толстым слоем с избытком перекрывается их достоинствами.

Для визуального рассматривания пространственной картины, получающейся в толстом эмульсионном слое, очень удобен стереоскопический окуляр «Билюкні», надеваемый на тубус обыкновенного микроскопа.

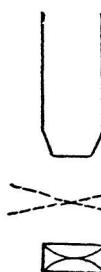


Рис. 239.

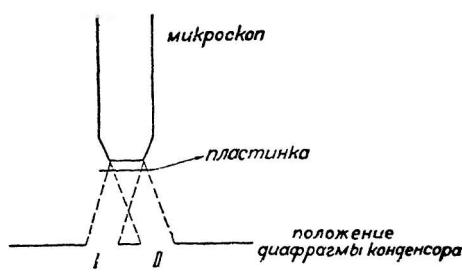


Рис. 240.

Для получения стереоскопических микрофотографий можно использовать два способа. Первый способ, примененный в цитированной уже работе Мысовского и Чижова, является особенно удобным в том случае, когда надо получить фотографию с очень небольшого участка пластиинки, например, интересного случая расщепления и т. п. Пластиинка кладется на рамку, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси. (Для этой цели можно использовать столик, подобный столику Федорова, применяемому в кристаллографии.) Фотографируемый след должен находиться на оси вращения рамки. Пластиинка ставится в наклонное положение, и делается первая фотография (рис. 239). Затем пластиинка ставится в другое положение, симметричное первому, и делается вторая фотография. Если угол между двумя положениями пластиинки равен углу пространственного зрения, то при рассматривании таких микрофотографий в обычный стереоскоп получается пространственная картина.

Второй способ состоит в следующем. Пластиинка ставится в горизонтальное положение и закрепляется неподвижно. Но освещается она пучком света, направленным не вертикально

снизу вверх, а несколько сбоку. Фотографирование также производится при двух симметричных положениях освещающего пучка. Изменение направления его достигается перемещением подвижной диафрагмы конденсора микроскопа. Схема освещения при этом способе фотографирования изображена на рис. 240. При рассматривании полученных таким путем микрофотографий в стереоскоп также получается впечатление рельефности.

Преимущество первого способа состоит в возможности лучшей наводки на фокус, а также в более точном определении угла между двумя положениями пластиинки. Величина же этого угла существенна для расчета взаимного расположения следов (например, при определении угла между компонентами вилки). Подробнее об этих расчетах см. работу А. П. Жданова [6]. Во втором способе величина этого угла несколько неопределенна, но зато этот способ дает возможность получить равномерно сфокусированный снимок для всего поля зрения микроскопа, а не только для небольшой его части. Поэтому в тех случаях, когда надо сфотографировать большое число следов, второй способ является более удобным. После первых опытов Мысовского и Чижова фотографический метод с применением пластиинок с толстым эмульсионным слоем разрабатывался А. П. Ждановым, работами которого мы будем пользоваться при дальнейшем изложении [2, 3, 6].

Для изготовления пластиинок с толстым слоем можно пользоваться следующим рецептом эмульсии:

1 Раствор	2 раствор
$H_2O \dots \dots \dots 52.5 \text{ см}^3$	$H_2O \dots \dots \dots 52.5 \text{ см}^3$
KBr 4.0 г	$AgNO_3 \dots \dots \dots 5 \text{ г}$
Желатина . . . 3.5 г	Желатина . . . 1.75 г

Растворы нагреваются до 60° , после этого 2-й раствор медленно вливается в 1-й. 2-й раствор необходимо при этом помешивать.

Меняя несколько концентрацию солей и температуру эмульсификации,¹ можно получать эмульсии с различными размерами зерен.

Проявление пластиинок с толстым эмульсионным слоем должно идти медленно, чтобы проявитель успел подействовать на всю толщу эмульсионного слоя. Поэтому проявитель с обычной концентрацией разбавляется в несколько раз.²

Рассмотрим теперь вопрос о числе зерен, образующих след одной α -частицы, и вопрос о размерах зерен. Если считать, что каждое зерно, задетое α -частицей, становится способным к про-

¹ Повышение температуры эмульсификации в общем увеличивает размеры зерен.

² Для нераэаблевленного проявителя можно рекомендовать следующий рецепт: H_2O — 400—500 cm^3 ; Na_2SO_3 (кристалл) — 30 г, гидрохинона — 6 г, KBr — 2 г, KOH — 2.5 г. Фиксаж можно брать обычный.

явлению, то подсчет числа зерен можно произвести следующим образом. Пусть L есть направление движения α -частицы, λ — ее пробег в эмульсии. Для простоты будем считать зерна AgBr круглыми и обозначим средний радиус их через r . Тогда число зерен n , задетых α -частицей на своем пути, будет:

$$n = \pi r^2 N \lambda,$$

где N есть число зерен в 1 см^3 эмульсии. Очевидно, $N = \frac{M}{m}$, где M — концентрация AgBr в эмульсии, а m — масса отдельного зерна. Кроме того, $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \delta$ (δ — плотность AgBr).

Поэтому имеем:

$$n = \frac{\pi r^2 \lambda M}{\frac{4}{3} \pi r^3 \delta} = \frac{3}{4} \frac{\lambda M}{\delta r}. \quad (1)$$

Измерения показывают, что это соотношение довольно хорошо выполняется на опыте. Диаметр зерен эмульсии, рецепт которой был приведен выше, равен $\sim 1 \mu$. Отсюда, в согласии с экспериментом, следует, что для α -частицы RaC, пробег которой равен 50μ , $n \approx 16$. Справедливость формулы (1) указывает и на правильность сделанного при выводе ее предположения о том, что каждое зерно, задетое α -частицей, может быть проявлено. Качество следа и точность измерения пробега увеличивается с увеличением числа зерен, образующих след. Из формулы (1) видно, что для этого надо увеличивать концентрацию AgBr и переходить к более мелкозернистым эмульсиям.

В фотографии применяются эмульсии, размеры зерен которых доходят до $1.5 \cdot 10^{-2} \mu$. Но, тем не менее, в фотографическом методе далеко ити в этом направлении не удается. Дело в том, что с уменьшением размера зерен падает их чувствительность к α -лучам. При диаметре зерен порядка 0.1μ попадания одной α -частицы уже недостаточно для проявления зерна. По измерениям Жданова, формула (1) выполняется лишь при $2r > 0.3 - 0.4 \mu$. Поэтому эмульсии с меньшими зернами уже не могут применяться для работы по фотографическому методу.

В еще большей степени зависят от свойств эмульсии следы H -частиц. Уже первые наблюдения М. Блау показали [1], что зерна в следах протонов расположены несколько реже, чем в следах α -частиц. Это обстоятельство указывает на то, что формула (1) для H -частиц не выполняется. Несомненно, это связано с тем, что даже для наиболее подходящей эмульсии¹ проявляется не каждое зерно, задетое H -частицей. Это иллюстрируется приведенными на рис. 241 кривыми, полученными Тэйлором [7]. На оси абсцисс здесь отложено среднее расстояние между

¹ В опытах Жданова наилучшей оказалась эмульсия с диаметром зерен $\sim 0.8 \mu$.

зернами. На оси ординат — вероятность данного расстояния для следов α - и H -частиц. Из кривых видно, что для той эмульсии, с которой работал Тэйлор (он пользовался пластинками, специально изготовленными фирмой Ильфорд), расстояния между зернами больше 2 μ практически не встречается в следах α -частиц. Наоборот, для протонов это расстояние в большинстве случаев больше 2 μ . Аналогичная картина, повидимому, наблюдается и в других эмульсиях. Это обстоятельство почти всегда дает возможность по виду следа решить, принадлежит он α - или H -частице.

Отличать следы α - и H -частиц можно еще и по другому признаку. Выше мы видели, что α -частица делает способным к проявлению каждое задеваемое ею зерно. Поэтому на следах α -частиц нет заметного изменения расстояния между зернами вдоль следа. Напротив, в случае H -частиц проявляется не каждое зерно. Это связано с меньшей удельной ионизацией, создаваемой протонами.

Известно, что при уменьшении (вплоть до некоторого предела) скорости частиц создаваемая ими ионизация увеличивается. Поэтому и вероятность проявления зерна, задетого протоном при его движении в эмульсии, также будет увеличиваться по мере того, как протон будет терять свою скорость. В связи с этим зерна на конце пробега H -частицы будут расположены гуще, чем в начале. Особенно хорошо видно это на следах длинно-пробежных протонов,

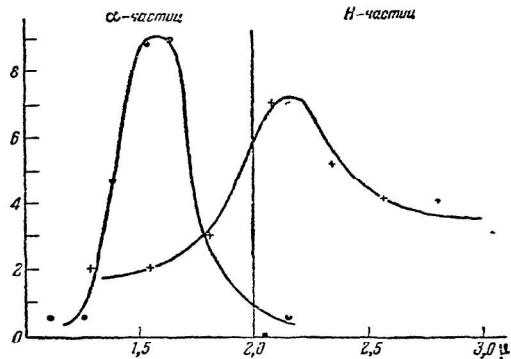


Рис. 241.

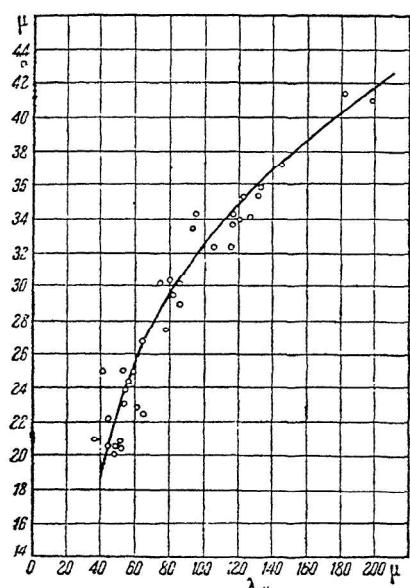


Рис. 242.

выбитых нейтронами. На рис. 242 приведена полученная Ждановым кривая, дающая эту зависимость. На оси абсцисс отложены

остаточные пробеги H -частиц в эмульсии, на оси ординат — расстояния между зернами для соответствующих пробегов. Из кривой совершенно ясно видно, что с уменьшением скорости H -частиц (уменьшение пробега) зерна располагаются гуще. Это обстоятельство в некоторых случаях также дает возможность отличить след протона от следа α -частицы.

Э. Шоппер, на основании своих опытов по изучению фотографическим методом тяжелых частиц в космических лучах, указывает [8], что для протонов с энергией, большей чем 10^7 eV, проявленные зерна располагаются настолько редко, что наблюдать их становится невозможным.

Рассмотрим теперь вопрос о числе зерен в следе [7]. Очевидно, что оно колеблется вследствие статистических флуктуаций около некоторого среднего значения n . Величину этого раз-

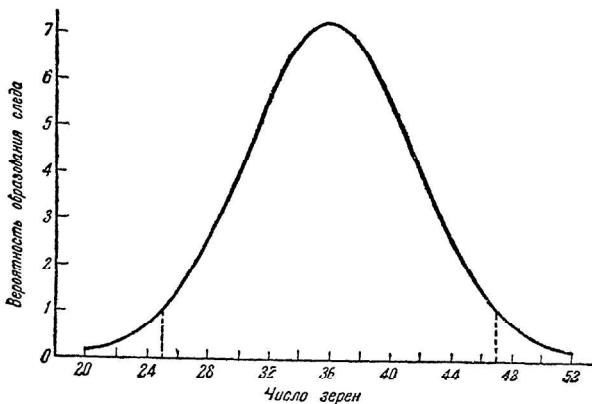


Рис. 243.

броса можно оценить следующим образом. Разделим пробег α -частицы на N элементов. (Длину такого элемента можно выбрать, например, равной средней длине пути частицы в зерне эмульсии.) Обозначим через q вероятность того, что в данном элементе имеется зерно. Тогда вероятность образования следа из n зерен будет определяться выражением:

$$C_N^n q^n (1 - q)^{N-n},$$

где C_N^n — есть число сочетаний из N элементов по n . Отношение вероятностей образования следа из n_1 зерен к вероятности образования следа из n_2 зерен будет равно:

$$\left(\frac{q}{1-q}\right)^{n_2-n_1} \frac{(N-n_1)! n_1!}{(N-n_2)! n_2!}$$

Это выражение определяет форму кривой, дающей распределение следов по числу зерен. Определив радиус зерен, можно вычислить средний путь α -частицы в зерне, а отсюда определить и q .

Для примера приведем данные Тейлора для α -частиц ТиС'. В эмульсии, с которой он работал, эти α -частицы имели пробег $\sim 58 \mu$. $n_0 = 36$, $q = 0.125$. Отсюда $N = 288$. Кривая распределения следов по числу зерен для этого случая представлена на рис. 243. Оборвав несколько произвольным образом кривую на 25 и 47 зернах, мы получаем, что 95% всех следов имеют число зерен, лежащее в этих пределах.

Практически наиболее важен вопрос о статистической флуктуации длины следа. Дело в том, что за длину следа приходится принимать расстояние между крайними зернами. Между тем, может оказаться, что частица в начале пробега прошла некоторую часть своего пути, случайно не задев ни одного зерна. Точно так же и в конце пути последнее зерно, вообще говоря, не совпадает с действительным концом следа. Поэтому расстояние между крайними зернами всегда несколько меньше истинной длины пути частицы в эмульсии. Величину этой ошибки можно оценить

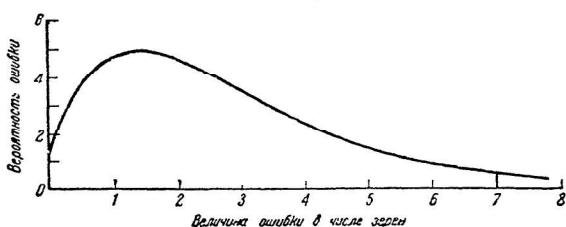


Рис. 244.

следующим образом. Пусть попрежнему путь частицы разбит на отдельные элементы, и q есть вероятность того, что в данном элементе есть зерно. Тогда вероятность задеть зерно лишь на $(n_1 + 1)$ элементе (первые n_1 — пустые) будет: $(1 - q)^{n_1} \cdot q$. Но, кроме этого, пустыми могут оказаться и n_2 элементов в конце следа. Вероятность этого также будет $(1 - q)^{n_2} \cdot q$. Таким образом, вероятность иметь n_1 пустых элементов в начале следа и n_2 в конце определяется выражением: $(1 - q)^n \cdot q^2$, где $n = n_1 + n_2$. Но эти n пустых элементов могут распределиться между началом и концом следа ($n + 1$) способом. Поэтому вероятность образования следа на n элементов более короткого, чем действительный путь частицы в эмульсии, равна: $(n + 1) \cdot (1 - q)^n \cdot q^2$. Это выражение определяет кривую распределения величины преуменьшения длины следа, которое мы допускаем, считая длину следа равной расстоянию между крайними зернами. Для условий Тейлора эта кривая изображена на рис. 244. Опять ограничивая кривую таким образом, чтобы она охватывала 95% всех следов, мы получаем, что из-за случайного отсутствия зерен на концах следов мы можем преуменьшить их длину на 12%. Для следов частиц с другим пробегом величина ошибки будет несколько иной, но порядок величины ее остается прежним.

Наконец, есть еще одно обстоятельство, которое влияет на точность измерения длины пробега частицы. Тормозная способность зерен бромистого серебра много больше, чем тормозная способность желатины.

Поэтому путь частицы будет зависеть еще и от того, сколько зерен бромистого серебра заденет частица на своем пути. Тейлор оценивает разброс в длине пути из-за этого обстоятельства в $\pm 3\%$. Поэтому общая ошибка в измерении длины пути отдельной α -частицы в условиях Тейлора могла достигать

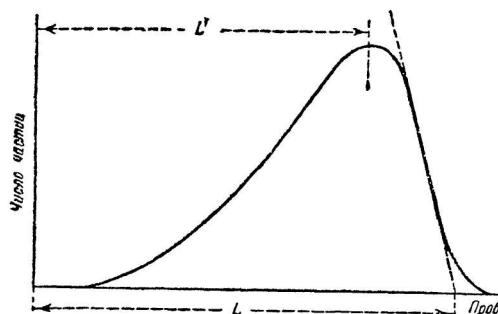


Рис. 245.

18%. Если, например, истинная длина пути α -частицы в эмульсии равна 100 ед., то расстояние между крайними зернами ее следа будет лежать между 85 и 103 ед. При измерении длины пути протона в эмульсии ошибка будет еще больше, так как в этом случае расстояние между отдельными зернами больше, чем для α -частицы.

Но в том случае, когда в эмульсии имеется группа следов однородных частиц, определение их пробегов может быть сделано с значительно

большей точностью. Распределение длины следов в этом случае будет изображаться кривой, представленной на рис. 245 [9]. Вид ее понятен по соображениям, изложенным выше. На практике, однако, вследствие разброса точек, сколько-нибудь точное определение длины пробега наибольшего числа ча-

стичек, т. е. величины L' , встречает затруднения. Поэтому много удобнее определять величину L , аналогичную так называемым «экстраполированным пробегам» α -частиц в воздухе. На рис. 246 приведено найденное Тейлором и Дабхолькаром распределение длин следов α -частиц RaC'. Положение прямой, определяющей «экстраполированный пробег», было вычислено по способу наименьших квадратов. Из рисунка ясно видно, что L может быть

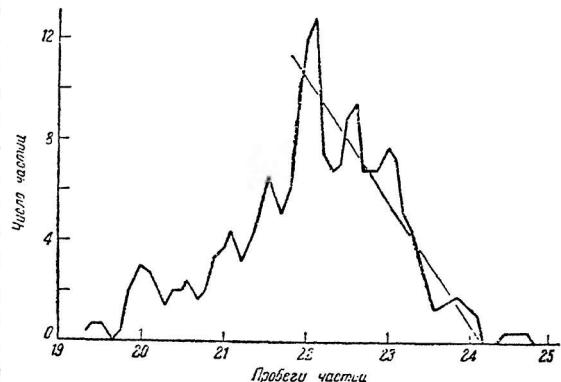


Рис. 246.

найдено с значительно большей точностью, чем L' . (Точность измерения L , повидимому, может быть доведена до 1%.)

Для определения по L пробега частицы в воздухе необходимо знать отношение тормозных способностей эмульсии и воздуха, или величины $\frac{L}{R}$ (где R есть пробег в воздухе при нормальных условиях). По измерениям Тэйлора и Дабхолькара, это отношение остается постоянным с точностью до 1% при изменении L и R в широких пределах (от пробега α -частиц $U\Gamma$ до пробега α -частиц $T\Gamma C'$). Оно не зависит также от времени проявления пластинок. Для тех пластинок, с которыми работали эти авторы, $\frac{L}{R} = 7.543$, если L выражать в микронах, а R — в сантиметрах. Таким образом, определив с помощью α -частиц с известным пробегом величину $\frac{L}{R}$ для данного сорта пластинок, можно по величине L найти R для группы α -частиц с неизвестным пробегом.

Из изложенного ясно, что в тех случаях, когда в эмульсии имеются следы нескольких групп частиц с разными пробегами, точность определения пробегов для этих групп получается очень небольшой. Поэтому фотографический метод мало пригоден для сколько-нибудь точного определения спектра скоростей частиц, испускаемых различными источниками (в частности, для изучения распределения по скоростям протонов, выбитых нейтронами).

Основным достоинством фотографического метода, помимо его простоты, является то, что он пригоден для непрерывной регистрации частиц. Действительно, в эмульсии получаются следы всех тех частиц, которые попали на нее за все время экспозиции. Поэтому основной областью применения этого метода является изучение редких явлений, связанных с тяжелыми, сильно ионизирующими частицами. К таким вопросам можно отнести изучение весьма слабо радиоактивных веществ, испускающих α -частицы (например, самария), исследование тяжелых частиц в космических лучах, рассеяний α -частиц и протонов в эмульсии и пр. Кроме того, применение этого метода, повидимому, может оказаться весьма плодотворным при изучении различных случаев расщеплений ядер. Тэйлор и Гольдхабер [10], а также Жданов и Гуревич показали, что в эмульсии фотопластинок можно вводить в небольших количествах соли различных элементов. Состав соли приходится при этом подбирать таким образом, чтобы она не влияла заметным образом на процессы, происходящие в эмульсии. Введение соли производится погружением пластиинки в раствор этой соли; затем пластиинка высушивается обычным способом. Для введения бора, например, весьма удобен раствор буры или борной кислоты. Аналогичным путем можно, повидимому, вводить и другие элементы. Бомбардируя

такие пластинки нейтронами, протонами или α -частицами, можно наблюдать вилки, получающиеся при расщеплении ядер введенных элементов. К сожалению, из-за сложного состава эмульсии не всегда удается однозначно приписать данное расщепление определенному элементу. Пластинки с литием и бором могут применяться не только для изучения самих реакций, но также и в качестве индикатора для медленных нейтронов.

Из приведенного описания фотографического метода видно, что он с успехом может быть использован для изучения целого ряда вопросов. В некоторых случаях, несмотря на свою простоту, он обладает и существенными преимуществами по сравнению с другими методами. Однако, несмотря на это, он до сих пор еще не получил сколько-нибудь широкого распространения. Несомненно, что отчасти это можно объяснить недостаточной изученностью фотографического метода. В частности, до сих пор окончательно не установлено, не вносят ли проявление и последующее высушивание пластинок ощутимых изменений в расположении зерен. Кроме того, на фотографическом методе более, чем на каком-либо другом, сказываются мелкие и иногда даже неуловимые детали работы с ним (особенно при изготовлении пластинок). Но можно думать, что дальнейшее изучение этого метода приведет и к более широкому его распространению.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Blau. Zt. f. Phys. 34, 285. 1925.
2. A. П. Жданов. Тр. Гос. рад. инст., III, 7. 1737.
3. A. Jdanoff. Journ. de Phys. et le Rad., VI, 233. 1935.
4. I. Eggert u. W. Noddack. Zt. f. Phys. 43, 222. 1927.
5. L. Myssowsky u. P. Tschishow. Zt. f. Phys. 44, 408. 1928.
6. A. П. Жданов. Тр. Гос. рад. инст., II, 249. 1933.
7. H. I. Taylor. Proc. Roy. Soc. A. 150, 382. 1935.
8. E. Schoppe. Naturwissenschaft. 25, 557. 1937.
9. H. I. Taylor a. V. D. Dabholkar. Proc. Phys. Soc. 48, 285. 1936.
10. H. Taylor a. Goldhaber. Nature. 135, 341. 1935.

О П Е Ч А Т К И

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
58	1 и 8 св.	$I = f(\rho)$	$I = f(V)$
263	6 св.	$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l}{m}$	$\operatorname{tg} \alpha = \frac{l}{n}$
289	3 сн.	$2 \int_0^{\pi} \frac{\sqrt{V_{\rho y}}}{I dl} = \frac{1}{4\rho}$	$2 \int_0^{\pi} I dl = \frac{1}{4\rho}$

Экспериментальные методы

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Cmp.</i>
Предисловие	3
Г л а в а I. Метод сцинтилляций	5
Г л а в а II. Ионизационный метод	17
Г л а в а III. Счетчики	78
Г л а в а IV. Пропорциональные усилители	190
Г л а в а V. Камера Вильсона	214
Г л а в а VI. Магнитный анализ	275
Г л а в а VII. Получение следов частиц в эмульсии фотопластинок	311

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ПАУЧНО-ПОПУЛЯРНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ

Акац. В. Ф. Миткевич. Электрическая энергия.

Как она добывается, как она передается, как она потребляется. Стр. 296. 1938. Цена в переплете 6 руб.

И. Ф. Богданов. Высокое давление в химии. Стр. 58. 1938. Цена 1 р. 15 к.

В. И. Левшин. Светящиеся соетавы. Стр. 136. 50 рис. 18 табл. Цена 6 руб.

Н. М. Горшков. Успехи гравиметрии. Стр. 122. 37 фиг. Цена 4 р. 50 к.

Ю. А. Ливеровский. Почвы тундрово-болотной полосы в связи с земледелием на Севере. Стр. 87. 1937. Цена 1 р. 50 к.

Книги высылаются наложенным платежом.

Заказы направлять: Москва Б. Черкасский пер., д. 2.
Контора „Академкнига“.

Филиалы Конторы „Академкнига“

Ленинград, 104. Проспект Володарского, 53а

Киев, ул. Свердлова, 15

Харьков, 3. Почт. ящик № 318

Одесса, ул. Пастера, 34 б

Ростов н/Дону, ул. Энгельса, 68

Минск, Советская, 32.