

ОСНОВЫ экспериментальных методов ядерной физики

А. И. АБРАМОВ,
Ю. А. КАЗАНСКИЙ,
Е. С. МАТУСЕВИЧ

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*



АТОМИЗДАТ МОСКВА 1970

А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. **Основы экспериментальных методов ядерной физики.** Учебное пособие для вузов. М., Атомиздат, 1970 г.

Книга написана на основе курса лекций «Экспериментальные методы ядерной физики», который авторы в течение ряда лет читали в филиале Московского инженерно-физического института.

В ней рассмотрено взаимодействие излучения с веществом, кратко описаны источники γ -квантов, нейтронов и заряженных частиц.

В книге изложены физические основы регистрации излучения; рассмотрены методы спектрометрии излучения, описаны методы измерения сечений взаимодействия нейтронов с ядрами.

Таблиц 30. Рисунков 174. Библиография 59.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга написана на основе курса лекций «Экспериментальные методы ядерной физики», который в течение нескольких лет авторы читали в Обнинском филиале МИФИ на вечернем и дневном отделениях.

Она состоит из четырех частей. В первой, вводной части книги (гл. 1—3), описаны источники излучений, рассмотрены статистические флуктуации при регистрации и взаимодействие излучения с веществом. Вторая часть (гл. 4—9) посвящена физическим основам детектирования. Методы измерения энергии излучения рассмотрены в третьей части (гл. 10—12). Наконец, в последней части книги (гл. 13, 14, Приложение) описаны методики измерения активности источников и сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Здесь же приведен как пример подробный расчет эксперимента по измерению спектра γ -квантов неупругого рассеяния с одновременным измерением нейтронов.

Излагаемый материал близок по содержанию к традиционным курсам по экспериментальным методам ядерной физики, читаемым во многих вузах нашей страны. Так как ускорители и электронные приборы, применяемые в экспериментах, обычно рассматриваются в отдельных курсах, авторы не включили анализ их работы в данную книгу, хотя основные принципы работы ускорителей, некоторые их характеристики, а также характеристики отдельных электронных приборов, определяющие возможность их использования в том или ином эксперименте, нашли отражение в отдельных главах. Исключены из рассмотрения также масс-спектрометры и многие устройства для экспериментов на реакторах (например, реакторные осцилляторы) и некоторые другие приборы, не относящиеся непосредственно к изучению процессов взаимодействия излучения с веществом. Это позволило наряду с достаточно подробным изложением физических основ детектирования уделить большое внимание методикам измерений (энергий, активностей, сечений реакций), имеющих большое практическое значение во многих областях ядерной физики (ядерная спектроскопия, нейтронная физика низких и средних энергий и др.).

Эта книга является учебным пособием, и поэтому авторы решили не перегружать текст ссылками на первоисточники.

В конце каждой главы приведен список лишь основной литературы, необходимой для глубокого знакомства с предметом.

Е. С. Матусевичем написаны гл. 1, 2, 6 и 9, Ю. А. Казанским — гл. 3, 4, 5, 7, 10, 11 и А. И. Абрамовым — гл. 12, 13 и 14; гл. 8 и Приложение написаны совместно Ю. А. Казанским и Е. С. Матусевичем.

Авторы выражают свою глубокую благодарность докт. физ.-матем. наук В. И. Кухтевичу, проф. В. И. Калашниковой, канд. физ.-матем. наук Н. Г. Волкову, Ю. В. Конобееву, В. К. Ляпидевскому и И. М. Ободовскому, внимательно просмотревшим рукопись, за их весьма ценные советы и будут благодарны читателям за любые критические замечания по данной книге.

АВТОРЫ

Глава I

ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Экспериментальную информацию о свойствах ядра в ядерной физике получают или изучая процесс столкновения элементарных частиц и ядер с ядрами, или измеряя характеристики распада радиоактивных ядер. В экспериментах первого типа необходимо генерировать элементарные частицы и ядра с заранее заданными значениями импульса и энергии и в необходимом количестве. Устройство, сконструированное для получения ядерных частиц с нужными свойствами, назовем источником излучения.

Идеальный источник должен обладать следующими свойствами:

- 1) испускать частицы только с одним значением заряда и массы;
- 2) испускать частицы с одним значением энергии, которое можно плавно менять в широких пределах по желанию экспериментатора;
- 3) допускать возможность плавного изменения числа частиц, испускаемых в единицу времени (мощность источника);
- 4) испускать частицы из источника в сколь угодно малом телесном угле;
- 5) иметь малые размеры.

Естественно, что идеальных источников не существует. Перечисленные свойства противоречивы, и в реальных ситуациях необходимо выбирать из довольно большого набора возможных источников наиболее полно подходящий для запланированного эксперимента. Правда, нередко случаи, когда не эксперимент определяет тип источника, а наоборот, существующий источник определяет область возможных экспериментов. В последние годы это положение становится почти правилом, особенно в физике элементарных частиц.

В этой главе кратко рассматриваются источники, наиболее часто используемые в ядерной физике. Основное внимание обращается на их выходные характеристики, т. е. параметры пучка частиц, с тем чтобы оценить возможность применения данного источника в конкретном эксперименте. Описываются также и источники, использование которых в эксперименте в настоящее время ограничено лишь градуировкой аппаратуры. Более подробно с этими вопросами можно ознакомиться по монографиям [1—4].

§ 1.1. ИСТОЧНИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Элементарных частиц с электрическим зарядом, не равным нулю, насчитывается несколько десятков, время жизни большинства из них меньше 10^{-6} сек и изучением их свойств занимается физика высоких энергий. Здесь рассмотрены лишь источники стабильных заряженных частиц: протонов, дейтронов, α -частиц и электронов, которые уже давно используются в ядерной физике.

В природе существуют или могут быть созданы искусственно ядра, которые распадаются, излучая α -частицы или электроны и позитроны, и их можно использовать как источники излучения. Кроме того, стабильным заряженным частицам и ионизированным ядрам можно сообщить большую энергию с помощью ускорителей разных типов. Так, уже получены протоны с энергией 76 Гэв и ускорены ядра ксенона до энергии около 150 Мэв. Разрабатываются установки, способные ускорять ядра самых тяжелых элементов, вплоть до ядер урана. Работают устройства, накапливающие ускоренные античастицы — позитроны, и строятся установки для накопления антипротонов. Оба эти типа источников — ускорители и радиоактивные ядра — рассматриваются ниже.

1.1.1. Радиоактивные ядра как источники заряженных частиц

α -Частицы (ядра He^4). Открытие α -радиоактивности было началом современной ядерной физики. Известны тридцать α -активных ядер в цепочках последовательных распадов ядер, принадлежащих к урановому, актиниевому и ториевому рядам. Цепочки начинаются ядрами U^{238} , U^{235} , Th^{232} и после нескольких переходов кончаются соответственно ядрами Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} . Кроме этих тридцати α -активных ядер распадается с испусканием α -частицы подавляющее большинство искусственно полученных изотопов элементов, следующих за свинцом, а также группа более легких ядер. В общей сложности искусственно получено более сотни α -активных ядер.

Одним из самых примечательных свойств α -радиоактивности является огромный диапазон возможных значений периодов полураспада при малом изменении энергии α -частиц. Для Po^{212} , например, испускающего α -частицы с энергией 8,78 Мэв, период полураспада равен $3,04 \cdot 10^{-7}$ сек, а для Th^{232} при энергии α -частиц 3,98 Мэв равен $1,39 \cdot 10^{10}$ лет, т. е. наблюдается различие в периодах на 24 порядка при различии в энергиях всего в два раза.

Энергетическое распределение вылетевших α -частиц дискретно. Обычно спектр состоит из нескольких линий, интенсивность α -частиц с максимальной энергией, как правило, максимальна. Появление малоинтенсивных линий в спектре связано с тем, что при α -распаде конечное ядро может образоваться в основном

и в возбужденном состояниях. У наиболее короткоживущих α -активных элементов иногда наблюдаются очень слабые линии, соответствующие α -частицам с энергией, большей, чем в основной группе. Их появление связано с тем, что в цепочке распадов α -активное ядро образовалось не в основном, а в возбужденном состоянии, и α -распад произошел из этого возбужденного состояния. Энергии α -частиц известны в большинстве случаев с точностью до четвертого знака. Так, одна из линий в спектре Po^{210} соответствует энергии $5304,2 \pm 1,6$ кэв. Естественная ширина линий очень мала, а отдельные линии в спектре расположены близко друг к другу. Малая естественная ширина линий, хорошо известные значения энергий каждой группы α -частиц, а также существование нескольких линий у одного источника позволяют использовать радиоактивные α -источники для определения энергетической шкалы и энергетического разрешения различных детекторов. Конечно, эти свойства можно реализовать, если α -источник изготовить в виде слоя толщиной много меньше длины пробега частицы в веществе источника, с тем чтобы неопределенность в энергии α -частиц, вышедших из слоя конечной толщины, была малой.

Ценное качество многих α -источников, у которых малы интенсивности всех линий, кроме основной, состоит в том, что γ -активность таких препаратов очень мала. Это обстоятельство позволяет применять α -источники в технике для создания изотопных источников электроэнергии для спутников и метеостанций, так как при малой γ -активности не нужна громоздкая защита. К таким источникам относятся Po^{210} и Pu^{238} .

В настоящее время в мощных ядерных реакторах Po^{210} , например, можно накопить в количествах, измеряемых килограммами. В 1 г Po^{210} , период полураспада которого 139 дней, происходит $1,6 \cdot 10^{13}$ распадов/сек, что соответствует активности 430 кюри *.

β -Частицы. Всего известно три типа β -распада нестабильных ядер: излучение электрона, излучение позитрона и захват атомного электрона. В результате первых двух появляется энергичная заряженная частица, и β -источники содержат атомы с такими ядрами. В экспериментальной ядерной физике β -источники используются для градуировки аппаратуры. Чем больше энергия, выделяемая при β -распаде, тем меньше период полураспада. Для некоторых типов переходов период полураспада уменьшается приблизительно пропорционально пятой степени энергии перехода.

Интервал возможных значений периодов полураспада β -активных ядер ограничен со стороны малых значений величиной примерно 10^{-2} сек, так как при таких значениях периода выделяемая при β -распаде энергия больше 10 Мэв. Так, при распаде B^{12}

* Кюри — наиболее часто используемая единица активности, равная $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/сек.

с периодом $2 \cdot 10^{-2}$ сек выделяется энергия $13,4$ Мэв. Более короткие периоды были бы связаны с еще большим выделением энергии, что привело бы к испусканию нуклона, а не β -частицы. При β -распаде возникает нейтрино; спектр β -частиц непрерывен и с точностью до не очень сильно зависящих от энергии поправок может быть выражен формулой

$$N(\varepsilon) \sim \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \cdot (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2, \quad (1.1)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{m_0 c^2 + E_{\beta}^{\text{макс}}}{m_0 c^2}; \quad \varepsilon = \frac{m_0 c^2 + E_{\beta}}{m_0 c^2};$$

m_0 — масса покоя электрона; E_{β} — энергия частицы; $E_{\beta}^{\text{макс}}$ — ее максимальная энергия.

Это приближенное выражение не учитывает изменения формы спектра при малых ε , вызванных взаимодействием вылетевшей частицы с кулоновским полем ядра. Интервал возможных значений $E_{\beta}^{\text{макс}}$ простирается примерно от десятка килоэлектронвольт до десятка мегаэлектронвольт. Составлены подробные таблицы функций, описывающих спектры электронов и позитронов при β -распаде.

В большинстве случаев конечное ядро при β -распаде остается в возбужденном состоянии, что приводит, во-первых, к усложнению спектра β -частиц и, во-вторых, к появлению γ -квантов, испускаемых конечным ядром. Иногда конечное ядро оказывается настолько сильно возбужденным, что испускает не γ -кванты, а нейтроны и даже протоны. Есть ядра, например, Bi^{210} , H^3 или Sr^{90} , распад которых происходит только в основное состояние. Однако изготовить β -источники, совсем не излучающие γ -кванты, не удастся по двум причинам: 1) возникает тормозное излучение при движении легкой частицы в плотной среде (в материале источника или подложки) и 2) кроме того, перестройка электронной оболочки атома, ядро которого совершило β -переход, сопровождается появлением характеристического или рентгеновского излучения. Если же источник испускает позитроны, то при аннигиляции их в материале источника или подложке возникнут γ -кванты с энергией $\geq 0,511$ Мэв. Если изготовить очень тонкий источник на тонкой подложке, то сопровождающее тормозное и аннигиляционное излучение можно сделать пренебрежимо малым.

1.1.2. Ускорители заряженных частиц

Основными своими достижениями ядерная физика обязана ускорительной технике, необычайно развившейся за последние десятилетия и превратившейся в самостоятельную отрасль.

Стоимость больших современных ускорителей составляет сотни миллионов рублей, а затраты на их строительство являются основной статьёй расходов на ядерную физику.

Для того чтобы с заметной вероятностью наблюдать ядерное взаимодействие между частицей и ядром, необходимо ускорить частицу до энергии, достаточной для преодоления силы отталкивания между заряженной частицей и заряженным ядром. Эта энергия по порядку величины равна кулоновскому барьеру, т. е. нескольким мегаэлектронвольтам. Поэтому в ядерной физике при изучении реакций с заряженными частицами используются ускорители с конечной энергией примерно от 1 Мэв вплоть до энергий около 1 Гэв *. Лишь в тех ускорителях, которые применяются для генерации нейтронов в реакциях с легкими ядрами, заряженные частицы могут иметь энергию существенно ниже 1 Мэв . На ускорителях частиц до энергии не больше двух-трех десятков мегаэлектронвольт в основном исследуются характеристики ядра как целого: свойства продуктов реакции, детальный характер сечения взаимодействия, энергетические уровни возбужденных ядер и т. д. При энергиях в сотни мегаэлектронвольт ускоренные частицы могут взаимодействовать с отдельными нуклонами в ядрах, и, следовательно, их можно эффективно использовать, например, для изучения импульсного распределения нуклонов в ядре.

Существует много способов классификации ускорителей: по способу ускорения (постоянным или высокочастотным полем), по траектории движения частицы в процессе ускорения (линейные или циклические), по типу ускоряемых частиц (протонный или электронный), по методу удержания частицы на нужной траектории (ускоритель с жесткой или слабой фокусировкой) и т. д. Естественно, что здесь можно привести лишь очень краткое описание некоторых основных типов ускорителей. Хорошим введением к обширной литературе об ускорителях может служить книга Е. Г. Комара «Ускорители заряженных частиц» [2].

Ускорители прямого действия (электростатические). В таких устройствах ускоряемая частица движется в постоянном во времени электрическом поле, причем в однокаскадных ускорителях (без перезарядки) конечная энергия ускоренных частиц в электронвольтах равна реально существующему в ускорителе напряжению в вольтах. Типичная машина прямого действия — ускоритель Ван де Граафа, в котором высоковольтный потенциал создается на изолированном электроде с помощью движущейся ленты, переносящей заряд от источника к электроду. Электрод заряжается до тех пор, пока не возникнет пробой или пока ток нагрузки не станет равным току, переносимому лентой. Все

* Ускорители на большие энергии пока используются только в физике элементарных частиц, хотя резкой границы между ядерной физикой и физикой элементарных частиц провести невозможно.

устройство заключается в стальную камеру высокого давления и различными методами предохраняется от электрического пробоя. В такой машине на ускоряющем электроде достигается потенциал 8—10 Мв.

В последнее время широко применяются тандемные ускорители, в которых энергия ускоренных частиц соответствует удвоенному напряжению на ускоряющем электроде. Удвоение достигается тем, что в процессе ускорения частица меняет свой заряд. Вначале из источника ионов выпускаются отрицательные ионы, которые при движении к положительно заряженному высоковольтному электроду приобретают энергию, соответствующую его потенциалу. Затем внутри электрода, проходя через тонкий слой вещества, они теряют два электрона, превращаясь в положительные ионы, и снова при движении от электрода приобретают еще такую же энергию. Возможны системы с утроением энергии.

Генераторы Ван де Граафа — наиболее усовершенствованные и самые распространенные ускорители прямого действия. С их помощью получена основная масса наиболее точных и тонких результатов в физике низких и средних энергий. Основные достоинства таких ускорителей — это возможность плавного изменения энергии пучка ускоренных частиц и малый энергетический разброс в энергии частиц (обычно не превышает 0,05—0,1%). В лучших машинах со специальными стабилизирующими устройствами его удалось уменьшить до 0,015%.

Хотя в электростатических ускорителях можно ускорять ионы с любым отношением заряда к массе, в том числе и электроны, чаще всего ускоряются протоны и дейтоны. В однокаскадных машинах токи ускоренных протонов достигают сотен микроампер при работе в режиме непрерывного ускорения и десятков миллиампер — в импульсном режиме. В тандемах токи пока значительно меньше из-за трудностей в создании мощных источников отрицательных ионов. В электростатических ускорителях диаметр пучка ускоренных частиц можно сделать существенно меньше 1 см при малом угловом разбросе в пучке.

Циклические ускорители с постоянным во времени магнитным полем. Если изменить траекторию ускоряемой частицы так, чтобы заставить ее проходить многократно один и тот же ускоряющий промежуток, то можно получить частицы с энергиями, значительно большими, чем в электростатических ускорителях, при гораздо меньших ускоряющих напряжениях. Однако в этом случае ускоряющее напряжение должно изменяться во времени, чтобы частица при каждом прохождении ускоряющего промежутка попадала в электрическое поле нужного направления. Период обращения частицы T с зарядом ze в постоянном магнитном поле с напряженностью H зависит только от ее массы M

$$T = 2\pi \frac{Mc}{Hze}. \quad (1.2)$$

Круговая частота ускоряющего напряжения должна быть равна zeH/Mc . Эта идея используется в циклических ускорителях, в которых искривление траектории частицы осуществляется магнитным полем. Если магнитное поле постоянно во времени, то траектория ускоряемой частицы представляет развернутую спираль. Ускорение частиц в таких машинах происходит за счет высокочастотного (около десятка мегагерц) электрического напряжения с амплитудой в десятки и сотни киловольт.

Наиболее старый и отработанный ускоритель этого типа — *циклотрон*, в котором период изменения высокочастотного напряжения постоянен, а магнитное поле не меняется по азимуту. В циклотронах ускоряются тяжелые частицы: протоны, дейтоны, α -частицы и в последнее время в больших циклотронах — тяжелые ионы.

Ток ускоренных протонов и дейтонов, которые направляются на мишень, расположенную внутри вакуумной камеры циклотрона, достигает единиц миллиампер и ограничивается в основном термостойкостью мишени и условиями теплосъема с нее. Ток многозарядных ионов меньше и определяется возможностями ионного источника. При выводе пучка из вакуумной камеры циклотрона возникают многочисленные технические трудности и обычно ток выведенного пучка составляет 10—20% внутреннего пучка. В большинстве циклотронов энергия частиц, выведенных из вакуумной камеры, не изменяется. Энергетический разброс в пучке ускоренных частиц около 1—2%. При необходимости этот разброс можно уменьшить, но за счет существенного уменьшения интенсивности пучка.

Важнейший недостаток циклотрона — это существование предельной энергии, обусловленной релятивистским ростом массы частицы при ускорении и, как следствие, увеличением периода ее вращения в слабоспадающем по радиусу магнитном поле*. Так как частота ускоряющего напряжения постоянна, то нарушается синхронизм между частотой вращения и частотой поля [см. формулу (1.2)] и ускорение прекращается. В классических циклотронах, у которых поле не меняется по азимуту, предельная энергия для протонов 20—25 Мэв, для α -частиц 40—45 Мэв.

Синхроциклотрон, или, как его иногда называют, фазотрон, является модификацией обычного циклотрона. С помощью таких ускорителей можно получать протоны, дейтоны и α -частицы с энергиями в сотни мегаэлектронвольт, причем верхняя граница достижимых энергий определяется экономическими соображениями, так как стоимость ускорителя растет быстрее, чем квадрат энергии ускоренных частиц. Для протонов верхний предел равен 800—1000 Мэв. Принципиально синхроциклотрон отличается

* В циклических ускорителях с постоянным по азимуту магнитным полем для устойчивого движения частицы необходимо, чтобы поле уменьшалось с ростом радиуса.

от циклотрона тем, что в синхроциклотроне частота ускоряющего напряжения не остается постоянной, а падает в процессе ускорения синхронно с уменьшением частоты вращения частицы. В обычном циклотроне одновременно на разных расстояниях от центра вакуумной камеры находятся сгустки ускоряемых частиц. Энергия частиц в каждом сгустке определяется расстоянием сгустка от центра камеры. В синхроциклотроне переменная частота ускоряющего напряжения совпадает с частотой вращения лишь небольшой группы частиц, и только эта группа и ускоряется. Вследствие этого ток ускоренных частиц синхроциклотрона в сотни и тысячи раз меньше, чем у циклотрона. Синхроциклотрон работает в импульсном режиме с частотой повторения циклов, равной частоте модуляции высокого напряжения. Длительность отдельного импульса порядка сотен микросекунд. Ток протонов внутри вакуумной камеры не превосходит 2—3 мка; наружу выводится лишь несколько процентов внутреннего тока.

Энергия частиц, выведенных из вакуумной камеры наружу, имеет для каждого синхроциклотрона одно значение. Энергетический разброс частиц в пучке меньше процента. В подавляющем большинстве работающих синхроциклотронов (а их в мире несколько десятков) ускоряются протоны, однако внутренняя мишень может служить источником мезонов.

В последнее время синхроциклотроны с мишенью из тяжелого металла начинают использовать как интенсивные источники нейтронов для спектроскопии нейтронов по времени пролета.

Увеличить предельную энергию ускоренных частиц в циклотроне можно не только изменением частоты ускоряющего напряжения, а и введением азимутального градиента магнитного поля при сохранении постоянства частоты. Такая идея используется в циклотронах с азимутальной вариацией магнитного поля или, как их еще называют, в *изохронных циклотронах*. Чтобы сохранить синхронизм между частотой ускоряющего поля и частотой вращения частицы, масса которой во время ускорения растет, необходимо увеличивать магнитное поле вдоль радиуса [см. формулу (1.2)]. Однако при движении частицы в таком поле на нее в вертикальной плоскости будут действовать дефокусирующие силы. Избежать этого можно, если магнитное поле по азимуту изменять по определенному закону. За последние годы запущено несколько машин этого типа и начаты работы по переделке некоторых синхроциклотронов в циклотроны с азимутальной вариацией.

Основное преимущество изохронных циклотронов перед ускорителями других типов на энергию в десятки и сотни мегаэлектронвольт заключается в большей (на 2—3 порядка) интенсивности пучков частиц, внутреннего и выведенного из вакуумной камеры. Ток протонов с энергией в сотни мегаэлектронвольт может достигать единиц миллиампер. В изохронных циклотронах ускоряют не только протоны, но и ионы с отношением заряда

к массе $z/M \geq 0,2$. Как правило, в действующих и строящихся изохронных циклотронах предусматривается изменение энергии частиц в выведенном пучке в значительных пределах (в десять и более раз).

Ни в классическом циклотроне, ни в изохронном циклотроне, ни в синхроциклотроне нельзя ускорять электроны, поскольку их масса растет при ускорении настолько быстро, что условие резонанса нарушается уже при энергиях в доли мегаэлектрон-вольт, т. е. при однократном прохождении ускоряющего промежутка. Электроны можно ускорять в *микротроне*, который представляет собой циклический резонансный ускоритель. Магнитное поле в нем не меняется по азимуту и радиусу и постоянно во времени, частота ускоряющего напряжения постоянна. Синхронизм между частотой вращения частицы и частотой ускоряющего напряжения обеспечивается таким значением амплитуды и частоты ускоряющего напряжения, при котором полная энергия частицы за оборот изменяется так, что ее период обращения возрастает на величину ΔT , кратную периоду ускоряющего напряжения. Условие синхронизма легко можно получить из формулы (1.2):

$$\Delta T = 2\pi \frac{\Delta M c^2}{H e c}. \quad (1.3)$$

Это условие легко выполняется для электронов. В микротроне прирост энергии электрона за оборот обычно равен 0,5—1,0 Мэв. Максимальная энергия, достигаемая в микротроне, определяется экономическими соображениями и равна 50—100 Мэв. Средние токи пучка достигают десятков микроампер при энергии электронов 20—30 мка, а ток в импульсе — десятков миллиампер. Энергетический разброс в пучке около 0,2%.

Циклические ускорители с переменным во времени магнитным полем. Такие ускорители называют также синхротронами, протонными или электронными. В синхротроне частица во время ускорения движется по окружности с постоянным радиусом внутри тороидальной камеры. Магнит ускорителя не сплошной, а кольцевой, что позволяет довести его радиус до сотен метров, а энергию ускоренных частиц до десятков гигаэлектронвольт. Средний радиус орбиты частицы постоянен лишь в том случае, когда в течение всего времени ускорения напряженность магнитного поля растет. Каждой величине энергии ускоряемой частицы соответствует определенное значение магнитного поля и частоты ускоряющего напряжения. Поэтому в кольцевом ускорителе, так же как и в синхроциклотроне, возможен только импульсный режим работы. Число циклов ускорения в единицу времени определяется возможной скоростью увеличения магнитного поля в ускорителе.

В первых протонных синхротронах *, рассчитанных на энергию до 10 Гэв, магнитное поле по азимуту (кроме прямолинейных участков, где оно вообще отсутствует) не меняется, а по радиусу изменяется незначительно, и это приводит к тому, что фокусирующие силы, возвращающие частицу к равновесной траектории при малых возмущениях ее движения, слабы. Поперечные размеры вакуумной камеры у машин такого типа очень большие, например ускорителя в Дубне на 10 Гэв сечение камеры 152×41 см, что приводит к громадному весу магнита — 36 000 т. Число циклов ускорения в протонных синхротронах со слабой фокусировкой равно 5—10 в 1 мин. В каждом цикле ускоряется 10^{10} — 10^{12} протонов. Протоны можно вывести из вакуумной камеры. Если процесс ускорения не доводить до конца, то можно получить протоны с энергией, меньшей максимальной; энергетический разброс частиц в пучке незначителен.

Сечение вакуумной камеры и вес магнита можно значительно уменьшить при использовании так называемой жесткой фокусировки, т. е. при резко меняющемся по азимуту магнитном поле. Отдельные секции кольцевого магнита ускорителя с жесткой фокусировкой спроектированы так, что в одной магнитное поле сильно уменьшается с ростом радиуса, и в этой секции действуют силы, фокусирующие частицу к равновесной орбите в радиальной плоскости и дефокусирующие в вертикальной, а в соседней секции магнитное поле растет с радиусом и фокусировка осуществляется в вертикальной, а дефокусировка — в радиальной плоскости. В результате наблюдается сильная фокусировка в обеих плоскостях, что позволяет резко уменьшить размеры вакуумной камеры. Так, в протонном синхротроне на 33 Гэв, построенном в Брукхейвене, сечение камеры равно $15,2 \times 6,8$ см, а вес магнита 4000 т при среднем радиусе равновесной орбиты 128 м. Самая большая энергия протонов 76 Гэв получена на протонном синхротроне с жесткой фокусировкой в Серпухове. Средний радиус траектории частицы в этом ускорителе 230 м, по радиусу расположено 54 ускорительных секции. Полная энергия, набираемая за оборот, равна 180 кэв. Число протонов, ускоряемых за цикл, и число циклов в 1 мин у протонных синхротронов с жесткой фокусировкой примерно те же, что и у синхротронов со слабой фокусировкой.

Электронные синхротроны по устройству подобны протонным. Отличие состоит в том, что частота ускоряющего напряжения у них практически постоянна, так как скорость электрона уже в самом начале ускорения близка к скорости света. Однако в отличие от протонных синхротронов для электронных существует предельная энергия, до которой еще разумно экономически ускорять электроны в ускорителе циклического типа. Предел энергии обуславливается тем, что для электронов, движущихся по окруж-

* В отечественной литературе используется также термин «синхрофазотрон».

ности, велики потери энергии на излучение. Эти потери быстро растут с уменьшением радиуса орбиты и увеличением энергии электрона. Так, при энергии электрона 10 Гэв и радиусе окружности 30 м потери на излучение составляют $29,5 \text{ Мэв}$. Следовательно, для продолжения ускорения необходимо, чтобы приращение энергии за оборот было больше $29,5 \text{ Мэв}$, что чрезвычайно сложно. Предельная энергия электронов в циклическом ускорителе приближенно равна 7 Гэв . Ток ускоренных электронов в синхротронах достигает нескольких микроампер, число частиц в импульсе около 10^{12} .

836612
Электроны могут быть ускорены и без высокочастотного электрического поля в *бетатроне*, когда-то единственном циклическом электронном ускорителе. Электроны в процессе ускорения движутся в тороидальной вакуумной камере по окружности с постоянным радиусом в нарастающем во времени магнитном поле, которое существует и внутри орбиты электронов. Магнитное поле не только удерживает электроны на орбите, но и создает вихревую электродвижущую силу, ускоряющую электроны. Чтобы обеспечить устойчивое движение частицы в бетатроне, необходимо величину магнитного поля на орбите частицы иметь в два раза меньше, чем среднее поле внутри орбиты. Поскольку скорость нарастания магнитного поля ограничена и, следовательно, ограничено приращение энергии за оборот, а радиус электронной орбиты невелик, то предельное значение конечной энергии электрона в бетатроне, определяемое радиационными потерями, гораздо ниже, чем в синхротронах. Самый большой бетатрон ускоряет электроны до энергии 300 Мэв . В рядовых бетатронах конечная энергия меньше сотни мегаэлектронвольт. Бетатроны в основном используются для генерации γ -квантов при сбросе пучка на внутреннюю мишень. Средние токи электронов в бетатроне малы (примерно $0,1 \text{ мка}$), и поэтому они успешно заменяются ускорителями других типов.

Линейные ускорители. В линейном ускорителе частица в процессе ускорения движется по прямой, так же как и в электростатическом ускорителе, однако в линейном ускорителе частицы многократно проходят ускоряющие промежутки, и в этом он похож на циклический. К каждому ускоряющему промежутку прикладывается переменное электрическое напряжение. Частота и фаза этого напряжения подбираются так, чтобы к моменту подхода частицы к промежутку напряжение на нем имело нужный знак. Поскольку в линейном ускорителе ускоряющих промежутков много и они расположены друг за другом, то длина всего устройства может быть очень большой; линейный ускоритель электронов на энергию 2 Гэв в Харькове имеет длину 250 м .

Хотя принципиально в линейном ускорителе можно ускорять частицы с любым отношением заряда к массе, до сих пор в основном строились электронные линейные ускорители, поскольку технически они наименее сложны, так как скорость электронов

на всех стадиях ускорения практически постоянна. В линейных ускорителях отсутствуют потери на излучение и нет ограничений для достижения энергии в десятки гигаэлектронвольт. Максимальную энергию данного ускорителя можно увеличить при эксплуатации добавлением дополнительных секций. Этим очень удобным свойством обладают только линейные ускорители. Используя только часть ускорителя, можно получить пучок электронов с энергией, меньшей максимальной, однако плавно изменять энергию таким способом трудно. Большое преимущество линейных ускорителей перед циклическими состоит в естественном выходе всего пучка на внешнюю мишень.

Линейные ускорители в настоящее время работают в импульсном режиме, длительность отдельного импульса очень мала — порядка нескольких наносекунд. Средние токи достигают миллиампер, а токи в импульсе — ампер.

Особенно широко применяются линейные ускорители на энергию электронов в несколько десятков мегаэлектронвольт с мишенью из тяжелого металла как импульсные источники нейтронов для исследований по времени пролета.

Протонные линейные ускорители до сих пор строились в основном лишь как инжекторы протонных синхротронов, поскольку они способны обеспечивать большие импульсные токи при малом среднем токе и малой частоте. Развитие техники генерации высококачественного напряжения привело к пересмотру перспектив и конкурентоспособности протонных линейных ускорителей. Сейчас в США ведется строительство линейного протонного ускорителя с конечной энергией 800 *Мэв* и средним током 1 *ма*, предназначенного для генерации мезонов.

§ 1.2. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Радиоактивные источники нейтронов. Нейтронно-радиоактивных ядер не существует, и когда говорят о радиоактивных источниках нейтронов, имеют в виду образование нейтронов в (α , n)- и (γ , n)-реакциях с использованием радиоактивных ядер, испускающих α -частицы или γ -кванты. Наиболее широкое применение для генерации нейтронов получила реакция $\text{Be}^9 + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + n$ из-за большого энергетического выхода ($Q = 5,71 \text{ Мэв}$) и малого заряда ядра-мишени и сравнительно большого сечения. Готовый источник представляет собой механическую смесь, или сплав или химическое соединение α -излучателя и бериллиевого порошка в герметичной упаковке. Из источников, использующих (α , n)-реакцию, испускаются нейтроны с энергиями от нескольких килоэлектронвольт до 10—12 *Мэв*. Верхняя граница зависит от максимальной энергии α -частиц источника и немного меньше суммы энергии реакции и энергии α -частицы, так как некоторая доля полной энергии передается ядру C^{12} . Из большого числа α -радиоактивных элементов наиболее часто для приготовления

нейтронных источников используется Po^{210} , несмотря на относительно малый период полураспада 139 дней (энергия α -частиц 5,3 Мэв). Полоний-210 широко применяется в основном из-за малой γ -активности. При распаде Po^{210} с вероятностью $1,2 \cdot 10^{-5}$ возникают γ -кванты с энергией около 800 кэв. Кроме того, возбужденное остаточное ядро C^{12} (остаточное ядро в этой реакции может быть возбуждено) испускает в среднем один γ -квант с энергией 4,43 Мэв на каждые два нейтрона и со значительно меньшей вероятностью γ -кванты с энергией 2,9 и 7,3 Мэв. Так как актив-

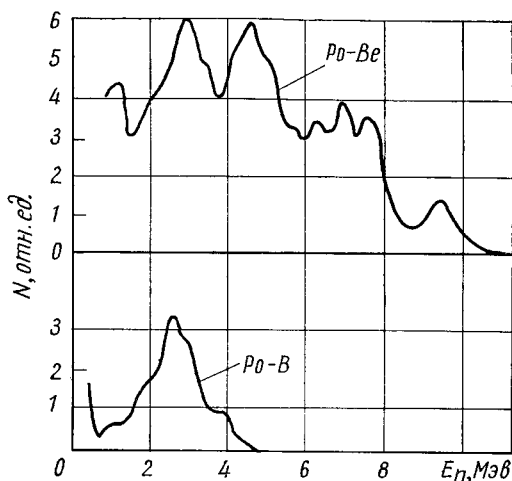


Рис. 1.1. Энергетическое распределение нейтронов, испускаемых из источников, изготовленных из смеси бериллия и Po^{210} и смеси бора и Po^{210} .

ность источника, содержащего 1 кюри полония ($3,7 \cdot 10^{10}$ α -распад/сек), равна приблизительно $1,8 \cdot 10^6$ нейтрон/сек, то это означает, что в таком источнике образуется γ -квантов меньше, чем нейтронов. В широко применявшихся ранее $\text{Ra} - \alpha - \text{Be}$ -источниках на каждый нейтрон испускается больше 10^3 γ -квантов.

Спектр нейтронов $\text{Po} - \alpha - \text{Be}$ -источника приведен на рис. 1.1. Заметны максимумы, обусловленные тем, что остаточное ядро C^{12} может оставаться в основном и возбужденном состояниях.

Хотя уровни ядра C^{12} отстоят друг от друга достаточно далеко (первый при энергии 4,43 Мэв, а второй при энергии 7,6 Мэв), спектр нейтронов сплошной, что объясняется двумя причинами: 1) остаточному ядру в реакции можно передать разную кинетическую энергию в зависимости от угла вылета нейтрона относительно движения α -частицы и 2) α -частицы, вступающие в реакцию, имеют разные энергии в зависимости от расстояния, которое они прошли от места возникновения до точки, где произошла реакция. Спектр нейтронов источника $\text{Ra} - \alpha - \text{Be}$ весьма похож

на спектр источника с Po^{210} , хотя в первом случае некоторое количество нейтронов малых энергий испускается в (γ, n) -реакции. а максимальная энергия нейтронов несколько больше, так как один из продуктов распада радия испускает α -частицы с энергией $7,7 \text{ Мэв}$.

Кроме бериллия для получения нейтронов применяют и другие легкие элементы, например бор. На обоих стабильных изотопах B^{10} и B^{11} идут (α, n) -реакции с $Q = 1,18$ и $0,28 \text{ Мэв}$, причем реакция на B^{11} дает большую часть нейтронов в естественной смеси изотопов бора. Спектр нейтронов имеет менее сложную форму, чем спектр нейтронов из реакции с бериллием (см. рис. 1.1), а выход несколько меньше.

Гамма-излучение, сопровождающее β -распад ядер, можно использовать для получения нейтронов в (γ, n) -реакции только двух нуклидов: бериллия и дейтерия, энергии связи нейтрона в которых равны соответственно $1,67$ и $2,23 \text{ Мэв}$. У остальных ядер энергия связи нейтронов больше 6 Мэв , а β -источников, распад которых сопровождался γ -квантами с такой энергией, не существует.

В (γ, n) -реакции на Be и D энергия вылетевшего нейтрона однозначно задается энергией реакции, энергией γ -кванта и углом между направлением вылетевшего нейтрона и γ -кванта. Из-за малого импульса γ -кванта энергия нейтрона весьма слабо зависит от угла вылета и равна с хорошей точностью $E_n = E_\gamma - Q_n$, где Q_n — энергия связи нейтрона. При изготовлении фотонейтронных источников в сферу из Be или D_2O помещают источник γ -излучения. Чтобы получить заметное число нейтронов, толщину сферы приходится делать не очень малой, и, следовательно, энергия нейтронов из такого источника описывается некоторым распределением, форма которого определяется, во-первых, тем, что угол вылета нейтрона не фиксирован относительно направления γ -кванта, во-вторых, рассеянием γ -квантов в самом источнике и изменением их энергии и, в-третьих, рассеянием нейтронов в источнике. Число нейтронов с энергией, меньшей основной, зависит от размеров источника и составляет несколько процентов от полного числа. С фотонейтронными источниками можно получать почти моноэнергетические нейтроны с энергиями от 24 кэв до $0,8 \text{ Мэв}$. Существенный недостаток таких источников — большой γ -фон. Даже в лучшем случае число γ -квантов, выходящих из источника, больше чем в 10^3 раз превышает число нейтронов.

Появление в последнее время в заметных количествах спонтанно делящихся трансурановых элементов позволяет изготавливать стандартные источники нейтронов с известной абсолютной активностью и спектром.

Особенно удобен изотоп калифорния Cf^{252} , период α -распада которого $2,55$ года. Нейтронная активность равна $2,5 \cdot 10^6 \text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{мкг)}$, что дает возможность изготавливать практически невесомые и точечные источники. Абсолютное значение нейтрон-

ной активности можно определить достаточно точно подсчетом числа делений в таком источнике, поскольку среднее число мгновенных нейтронов на деление, равное 3,78, известно с ошибкой около 1%. Абсолютный счет числа делений осуществляется много проще, чем определение абсолютного числа нейтронов. Спектр нейтронов соответствует спектру деления и хорошо аппроксимируется приводимым ниже выражением (1.4). На каждый акт спонтанного деления приходится в среднем 31 α -частица и около десяти γ -квантов.

Ядерный реактор как источник нейтронов. Широкое использование реактора как источника нейтронов для экспериментов по ядерной физике объясняется его огромной мощностью. Через поверхность активной зоны мощного реактора проходит до 10^{17} — 10^{18} *нейтрон/сек*, что на много порядков больше, чем мощность любого нейтронного источника, за исключением атомной бомбы. Огромные потоки нейтронов у активной зоны позволяют создавать хорошо коллимированные (с углом расходимости 1—5°) пучки нейтронов с интенсивностью до 10^{10} *нейтрон/сек*. Интервал энергий, которыми могут обладать нейтроны в таком пучке, чрезвычайно широк: от холодных нейтронов с энергиями меньше 10^{-3} эв до быстрых с энергиями до 20 Мэв. Энергетическое распределение нейтронов в пучке можно описать (за исключением нескольких специальных случаев) плавной функцией.

Нейтроны в реакторе или возникают в процессе деления (мгновенные нейтроны деления), или испускаются радиоактивными ядрами в цепочках распада продуктов деления (запаздывающие нейтроны), или в (γ, n)-реакциях. Во всех этих случаях спектр испускаемых нейтронов сплошной. Распределение нейтронов по энергиям в основном процессе — делении ядра — слабо зависит от того, какое ядро делится. Функция, описывающая это распределение, имеет максимум в области энергий около 1 Мэв и несимметрична относительно этого максимума. Существует много эмпирических формул, описывающих спектр нейтронов деления. Одна из наиболее простых:

$$N(E_n) = 0,77E_n^{1/2} \exp[-0,776E_n], \quad (1.4)$$

где E_n — в Мэв. Эта формула нормирована на один нейтрон на деление и описывает экспериментальный спектр с точностью около 10% вплоть до 9 Мэв.

Однако спектр нейтронов в реакторе, а также в канале, ведущем к активной зоне или отражателю реактора, не описывается этой формулой во всем диапазоне энергий, поскольку спектр нейтронов в реакторе устанавливается в результате многократных упругих и неупругих столкновений нейтронов с ядрами, содержащимися в активной зоне. Поэтому спектр нейтронов в реакторе содержит существенно больше нейтронов с малыми энергиями, чем спектр деления. Степень деформации спектра деления зависит от состава активной зоны и отражателя. Для реактора на быстрых

нейтронах деформация существенно меньше, чем для реактора на тепловых нейтронах. Можно считать, что лишь спектр нейтронов с энергиями больше 3—4 *Мэв* может аппроксимироваться формулой (1.4) безотносительно к типу реактора. В большом объеме замедлителя, расположенного у активной зоны реактора любого типа, хорошей аппроксимацией истинного распределения медленных и промежуточных нейтронов, т. е. нейтронов с энергиями, большими, чем характерная энергия для нейтронов,

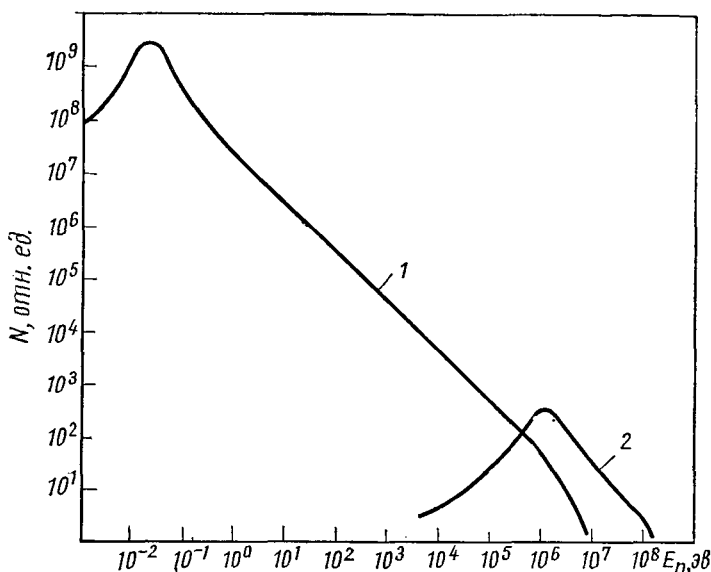


Рис. 1.2. Энергетические распределения нейтронов:

- 1 — в активной зоне теплового реактора с графитовым замедлителем;
2 — выходящих из свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией 150 *Мэв*

находящихся в тепловом равновесии со средой (тепловых нейтронов), и меньшими 0,2 *Мэв*, является спектр Ферми

$$N(E_n) = \text{const}/E$$

Для описания энергетического распределения тепловых нейтронов используется распределение Максвелла:

$$N(E_n) = \text{const } E_n \exp \left[-\frac{E_n}{kT} \right], \quad (1.5)$$

где T — температура замедлителя; k — постоянная Больцмана.

Энергетическое распределение нейтронов в активной зоне теплового реактора с графитом в качестве замедлителя и водой-теплоносителем изображено на рис. 1.2.

Для увеличения числа тепловых нейтронов используют так называемые тепловые колонны, т. е. большие блоки материала, обладающего хорошими замедляющими свойствами (малым атомным весом) и малым сечением поглощения. Чаще всего используется графит. Чем больше блок замедлителя, тем больше число нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой. Тепловые нейтроны можно легко отделить от нейтронов с большими энергиями с помощью поглотителя из кадмия, имеющего сильный резонанс в сечении поглощения при энергии $0,176 \text{ эв}$. Используя фильтры из бора, сечение поглощения которого обратно пропорционально скорости нейтрона, можно изменять форму спектра нейтронов в области энергий от тепловых до десятков килоэлектронвольт.

В активной зоне реактора на быстрых нейтронах практически нет нейтронов с энергией меньше 1 кэв , а спектр нейтронов имеет максимум в районе нескольких десятков килоэлектронвольт. Однако спектр может быть сильно изменен при прохождении нейтронов через отражатель и в нем могут появиться нерегулярности, связанные с зависимостью сечения взаимодействия материала отражателя от энергии нейтронов.

Заметим, что в области энергий нейтронов выше 3 Мэв спектр деления практически совпадает со спектром нейтронов из активной зоны реактора. В спектре нейтронов, прошедших через толстый слой отражателя, мало нейтронов с большими энергиями.

Нейтроны при ядерном взрыве. Хотя в активной зоне реактора потоки нейтронов могут достигать нескольких единиц на $10^{15} \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$, доступные для большинства физических экспериментов потоки в каналах за защитой составляют в лучшем случае $10^{10} \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$, что эквивалентно примерно $10^{16} \text{ нейтрон}/\text{см}^2$ за время проведения одного эксперимента. Значительно большие интегральные потоки нейтронов можно получить в экспериментальных установках, использующих в качестве источника подземный ядерный взрыв.

При ядерном взрыве, использующем реакцию деления, образуется $2 \cdot 10^{23}$ нейтронов на 1 кг тротилового эквивалента и на короткое время создается поток $10^{23} \text{ нейтрон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$, который можно использовать для получения трансурановых элементов. При термоядерном взрыве образуется приблизительно в 10 раз больше нейтронов при одинаковом тротиловом эквиваленте заряда. Энергетическое распределение нейтронов ядерного взрыва близко к спектру в активной зоне реактора на быстрых нейтронах. Если основной реакцией при термоядерном взрыве является реакция $T(d, n)He^3$, при которой испускаются нейтроны с энергией 14 Мэв , то и в этом случае при взаимодействии нейтронов с ядрами оболочки и ядрами урана в реакции деления спектр нейтронов, вышедших из термоядерного взрывного устройства, также в первом приближении близок к спектру излучения реактора на быстрых нейтронах. Поскольку в ядерном взрыве весь процесс выде-

ления энергии и образования нейтронов происходит за время существенно меньшее 10^{-6} сек, то подземный ядерный взрыв используется как импульсный источник однократного действия для селекции нейтронов по времени пролета. Ядерный взрыв, образующий 10^{24} нейтронов, при соответствующем замедлении будет создавать в интервале энергий от 1 до 100 эв на расстоянии 100 м от места взрыва интегральный поток порядка 10^{10} нейтрон/см². Конечно, существенным недостатком такого взрывного источника кроме одноразового действия является его относительная недоступность.

Нейтроны из мишеней электронных ускорителей. Появление нейтронов при облучении мишени пучком быстрых электронов возможно в результате двухэтапного процесса: образования тормозного γ -излучения и последующей генерации нейтронов в (γ, n) -реакции. Как и в каждом неодноступенчатом процессе, число возникших нейтронов на несколько порядков меньше числа ускоренных электронов, попавших в мишень. Современные ускорители электронов позволяют создать достаточно мощные источники нейтронов, которые широко применяются в установках для селекции нейтронов по времени пролета.

Характеристики первого этапа процесса — возникновения тормозного излучения — рассмотрены в § 1.3 и 3.2. Поток быстрых нейтронов из мишени (обычно используется одна мишень из тяжелого металла — чаще урана, в которой образуются и фотоны, и нейтроны) зависит от материала мишени, ее толщины и энергии электронного пучка. Для начальной энергии электронов 30 Мэв выход из толстой урановой мишени приблизительно равен 10^{14} нейтрон/(сек·ма). Поскольку сечение (γ, n) -реакции довольно слабо зависит от энергии фотона в достаточно широкой области энергий выше порога реакции, то зависимость нейтронного выхода от материала мишени и энергии электронов близка к зависимости выхода тормозного излучения от этих же параметров. Спектр нейтронов, вылетевших из мишени, можно достаточно хорошо (за исключением малой доли нейтронов больших энергий) описать выражением

$$N(E_n) = \text{const } E_n \exp \left[-\frac{E_n}{T} \right], \quad (1.5a)$$

где T — температура возбужденного ядра, по порядку величины равная 1 Мэв.

Если толщина мишени такова, что существует заметная вероятность для нейтрона, генерированного в этой мишени, испытать в ней неупругое взаимодействие, то спектр нейтронов будет обогащен нейтронами малой энергии.

Ускорители как источники немонотонноэнергетических нейтронов. Нейтроны возникают в любых мишенях, которые облучаются тяжелыми заряженными частицами, если только рождение нейтрона не запрещено энергетически. Практически это означает,

что появления нейтронов следует ожидать в любой мишени, за исключением мишени из водорода, облучаемой протонами с энергией больше 20 Мэв , и в любой мишени без исключения, облучаемой дейтонами. При энергиях ускоренных частиц, не превышающих $20\text{—}30 \text{ Мэв}$, самый больший выход нейтронов можно получить, облучая мишени из легких ядер (обычно из лития или бериллия) дейтонами. Таким способом получают интенсивные пучки нейтронов на циклотронах. Например, при энергии дейтона

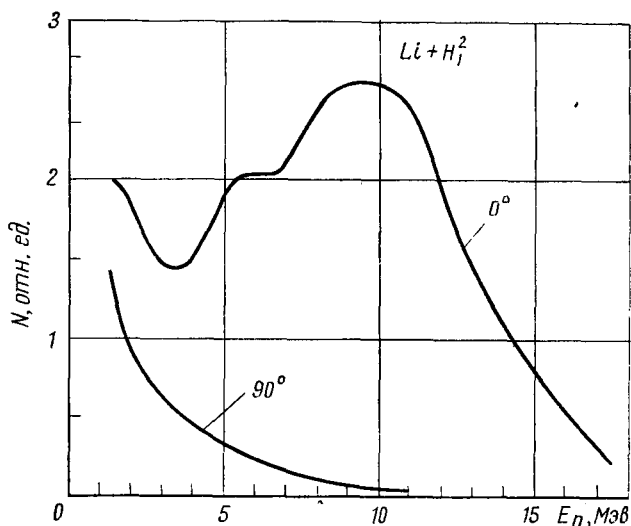


Рис. 1.3. Энергетическое распределение нейтронов из литиевой мишени, облучаемой дейтонами с энергией $21,5 \text{ Мэв}$, вылетевших под углами 0 и 90° к направлению пучка дейтонов. Толщина мишени больше пробега дейтонов в ней.

24 Мэв полное число нейтронов, вылетевших под всеми углами из бериллиевой мишени, составляет около $2 \cdot 10^{11}$ нейтрон/(сек $\times$ $\times$ мка). Так как обычно используют мишени толщиной, сравнимой с пробегом заряженной частицы в материале мишени, то вследствие этого, а также из-за того, что в данной мишени может происходить не одна реакция, а несколько, например (d, n) -, $(d, 2n)$ -, (d, pn) -реакция и т. д., причем остаточное ядро может оказаться возбужденным, спектр генерируемых в мишени нейтронов непрерывен. Угловое распределение вылетевших нейтронов резко анизотропно с максимумом в направлении движения дейтона.

Спектр нейтронов зависит от угла вылета. При малых углах (по отношению к направлению дейтона) в спектре много нейтронов больших энергий. На рис. 1.3 показан спектр нейтронов из литиевой мишени, облучаемых дейтоном с энергией $21,5 \text{ Мэв}$ под углами 0 и 90° .

Широкий максимум в спектре нейтронов под углом 0° характерен для реакций с дейтонами на любой мишени и обусловлен реакцией «развала» дейтона в поле ядра. При облучении мишеней протонами или α -частицами, ускоренными на циклотроне, спектр нейтронов достаточно хорошо аппроксимируется распределением (1.5а) с температурами T , зависящими от атомного номера материала мишени и энергии ускоренных частиц и изменяющимися в интервале $0,8-2$ Мэв.

При увеличении энергии протонов выход нейтронов резко растет, а характер спектра меняется. И хотя токи ускоренных протонов на современных синхроциклотронах приблизительно на три порядка меньше, чем токи циклотронов, нейтронные выходы сравнимы. Так, число нейтронов, генерируемых в свинцовой мишени толщиной 5 см протонами с энергией 600 Мэв, составляет $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/(сек·мкА). При таких энергиях длина пробега протона до неупругого ядерного взаимодействия в 2—3 раза меньше ионизационного пробега протона в материале мишени. В спектре нейтронов достаточно четко можно выделить две группы нейтронов: так называемые каскадные, т. е. выбитые из ядра в результате нескольких столкновений налетающего протона с нуклонами внутри ядра, и испарительные, вылетевшие из возбужденного ядра после окончания каскадной стадии взаимодействия. Среднее число каскадных нейтронов, нормированное на вероятность ядерного взаимодействия, почти не зависит от атомного номера ядра, медленно увеличивается с ростом энергии налетающего протона и равно 2—3 для энергии протона 500—600 Мэв. Энергия каскадных нейтронов изменяется в широком интервале. Число испарительных нейтронов заметно увеличивается с ростом атомного номера ядра мишени, при энергии протона 500 Мэв оно около трех для ядер с атомным номером 50 и порядка восьми—десяти для ядер с $A \sim 200$. Энергетическое распределение испарительных нейтронов удовлетворительно описывается формулой (1.5а) с температурами $T \sim 1-3$ Мэв. На рис. 1.2 показан спектр нейтронов, вылетевших из свинцовой мишени в направлении пучка первичных протонов с энергией 150 Мэв.

Угловое распределение каскадных нейтронов резко анизотропно, большая часть их вылетает под малыми углами к пучку протонов. Приблизительно можно считать, что испарительные нейтроны испускаются изотропно.

Получение моноэнергетических нейтронов в реакциях с заряженными частицами. Для этих целей используются (p, n) - и (d, n) -реакции на легких ядрах. Необходимое условие генерации нейтронов в узком энергетическом интервале заключается в малом разбросе по энергии пучка заряженных частиц, инициирующих реакцию. Поэтому широкое применение в качестве источников заряженных частиц для получения нейтронов нашли электростатические ускорители типа ускорителей Ван де Графа.

Чтобы получить основные характеристики нейтронного источника, т. е. зависимости числа и энергии вылетевших нейтронов от угла вылета и от энергии ускоренных частиц, необходимо учитывать не только свойства самой реакции, но и кинематические соотношения между налетающей частицей, ядром-мишенью, вылетевшим нейтроном и остаточным ядром, вытекающие из законов сохранения энергии и импульса.

Общие свойства реакций с образованием одного нейтрона. При расчете образования нейтронов в реакциях с заряженными частицами вполне достаточно для практических целей использовать классическое приближение, в котором пренебрегают изменением массы продуктов реакции вследствие релятивистских эффектов. Законы сохранения импульса и энергии позволяют сделать во многих случаях важные выводы об энергетических и угловых соотношениях между продуктами реакции, причем они не зависят от деталей протекания самой реакции. Наиболее просто такие соотношения получаются, если неупругие столкновения рассматривать в системе отсчета, в которой суммы импульсов частиц до и после распада равны нулю, т. е. в системе центра инерции, а затем перейти к соотношениям в лабораторной системе отсчета, в которой импульс ядра-мишени равен нулю.

Рассмотрим реакцию, в которой налетающая частица с массой m_1 и энергией E_1 сталкивается с частицей массой m_2 , находящейся в покое. В результате образуются ядро с массой m_3 и энергией E_3 и нейтрон с массой m_n и энергией E_n .

Будем обозначать характеристики частиц в лабораторной системе буквами без штрихов, например v_n — скорость нейтрона, а в системе центра инерции — со штрихом, например θ' — угол вылета нейтрона по отношению к направлению движения общего центра инерции. Получим минимальное значение кинетической энергии, при которой возможно протекание реакции данного типа. Обозначим Q внутреннюю энергию, выделяемую при реакции. Очевидно, что $Q = (m_1 + m_2) - (m_3 + m_n)$, где массы выражены в энергетических единицах. Если $Q > 0$ (реакция экзотермическая), реакция энергетически возможна при любой, даже нулевой кинетической энергии налетающей частицы. Если $Q < 0$ (реакция эндотермическая), то для протекания реакции необходимо, чтобы налетающая частица имела определенную кинетическую энергию. Минимальное значение кинетической энергии налетающей частицы в лабораторной системе координат, при которой возможно протекание данной реакции, называется энергетическим порогом реакции $E^{\text{пор}}$. Найдем $E^{\text{пор}}$, для этого рассмотрим систему центра инерции. Законы сохранения в этой системе:

$$\left. \begin{aligned} p'_1 + p'_2 &= 0; \\ p'_3 + p'_n &= 0; \\ E'_1 + E'_2 &= E'_3 + E'_n - Q, \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

где p — импульс. Из первых двух уравнений следует

$$E'_2 = \frac{m_1}{m_2} E'_1 \quad \text{и} \quad E'_n = \frac{m_3}{m_n} E'_3.$$

Подставляя в третье, получаем

$$E'_n = \left[E'_1 \frac{m_1 + m_2}{m_2} + Q \right] \frac{m_3}{m_1 + m_2}.$$

Для протекания реакции необходимо, чтобы E'_n не была отрицательной. Минимальное ее значение 0, т. е. условие протекания реакции,

$$E'_1 \geq - \frac{m_2}{m_1 + m_2} Q.$$

Перейдем к лабораторной системе координат*:

$$E'_1 = \frac{m_1(v_1 - v_c)^2}{2},$$

где v_c — скорость движения центра инерции частиц m_1 и m_2 , равная $\frac{m_1}{m_1 + m_2} v_1$, отсюда

$$E'_1 = \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 E_1.$$

Подставляя E'_1 в формулу для минимального значения E'_n , получаем условие протекания реакции

$$E'_n \geq - \frac{m_1 + m_2}{m_2} Q$$

и энергетический порог реакции

$$E^{\text{пор}} = - \frac{m_1 + m_2}{m_2} Q. \quad (1.7)$$

Скорость нейтрона в лабораторной системе связана с его скоростью в системе центра инерции очевидным соотношением $v_n = v_c + v'_n$, а ее абсолютное значение можно найти из уравнения

$$v_1^2 = v_c^2 + v_n'^2 + 2v_c v_n' \cos \Theta,$$

где Θ — угол вылета нейтрона по отношению к направлению движения налетающей частицы m_1 . Это уравнение можно представить графически с помощью диаграммы, изображенной на рис. 1.4-

* Поскольку v_c и v_1 направлены по одной прямой $(v_1 - v_c)^2 = (v_1 - v_c)^2$.

Скорость v_n определяется вектором, который проведен в какую-либо точку окружности с радиусом v'_n из точки A , отстоящей от центра окружности на расстоянии v_c . В первом случае $v_c < v'_n$ (см. рис. 1.4, а) нейтрон может вылететь под любым углом θ ,

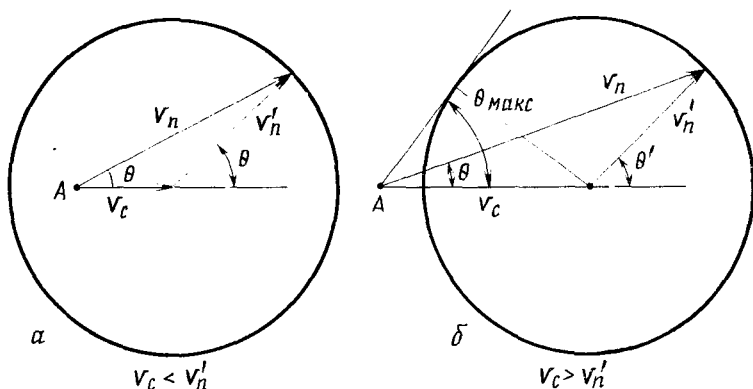


Рис. 1.4. К расчету углового распределения нейтронов, возникающих в ядерных реакциях.

во втором (см. рис. 1.4, б) — только в переднюю полусферу под углом θ , не больше чем $\theta_{\text{макс}}$, определяемым равенством

$$\sin \theta_{\text{макс}} = \frac{v'_n}{v_c}. \quad (1.8)$$

Связь между углами вылета нейтрона θ и θ' легко получить из рис. 1.4

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{v'_n \sin \theta'}{v'_n \cos \theta' + v_c}. \quad (1.9)$$

Из того же рисунка ясно, что при $v_c > v'_n$ одному направлению вылета нейтрона в лабораторной системе координат соответствуют два угла вылета в системе центра инерции и, следовательно, два значения скорости v_n , т. е. в эндотермических реакциях вблизи порога реакций каждому углу вылета нейтронов в передней полусфере соответствуют два значения энергии нейтрона. Поскольку с увеличением E_1 скорость v_c растет медленнее, чем v'_n , то с ростом E_1 предельный угол увеличивается до π , а неоднозначность исчезает.

Более конкретные сведения о характеристиках нейтронных источников нельзя получить только из законов сохранения, и необходимо рассматривать отдельные ядерные реакции.

Требования к ядерным реакциям, используемым для генерации нейтронов. Кроме очевидного требования к ускорителю заря-

женных частиц, применяемому для генерации моноэнергетических нейтронов, который должен иметь возможно меньший энергетический разброс ускоренных частиц, поскольку нейтроны повторяют этот разброс, ядерные реакции, используемые для получения нейтронов, должны удовлетворять некоторым специфическим условиям. Так, остаточное ядро не должно иметь низколежащих возбужденных уровней, поскольку если они есть, то энергия вылетевшего нейтрона неоднозначно определяется кинематическими соотношениями, а зависит от состояния остаточного ядра, о котором обычно никаких сведений нет. Если эндотермическая реакция используется для генерации нейтронов в килоэлектронвольтовой области, то она должна иметь достаточно низкое пороговое значение энергии бомбардирующих частиц, а масса ядра-мишени должна быть возможно больше, с тем чтобы неоднозначность в энергии нейтронов, связанная с существованием предельных углов, была менее заметна. Кроме того, сечение реакции вблизи порога должно быть достаточно велико, чтобы обеспечить приемлемый поток нейтронов.

Для получения нейтронов с малым разбросом в энергии толщина мишени должна быть небольшой, так как в материале мишени происходит торможение заряженной частицы вследствие неизбежных ионизационных потерь и возникает неопределенность в энергии, при которой происходит генерация нейтрона *.

Характеристики некоторых ядерных реакций. Характеристики наиболее часто используемых реакций приведены в табл. 1.1. Из нее видно, что если можно получать моноэнергетические протоны или дейтоны в диапазоне энергий от 1 до 10 *Мэв*, то можно получать и моноэнергетические нейтроны с энергией от 5 *кэв* до 27 *Мэв*. Полное сечение реакции в функции энергии падающей частицы и угловое энергетическое распределение вылетевших нейтронов определяются многими факторами (характером взаимодействия, *Q* реакции и т. д.), существенно различны для разных реакций и не могут быть рассчитаны. Все характеристики наиболее часто используемых реакций тщательно измерены и сведены в таблицы. Однако в большинстве экспериментов с нейтронами, получаемыми в реакциях с тяжелыми изотопами водорода, не удастся рассчитать абсолютный выход нейтронов по сечению реакции, поскольку обычно содержание водорода в мишени точно неизвестно. Водородная мишень готовится адсорбцией водорода на поверхность металла, обычно титана или циркония, причем на один атом сорбента может приходиться 1,5—2,5 атома водорода. Для остальных реакций знание абсолютного сечения позволяет полностью рассчитать характеристики нейтронного источника.

* Часто поэтому толщину мишени выражают не в *г/см²* или в *см*, а в *кэв*, т. е. в энергии, которая будет потеряна частицей данного вида при прохождении мишени.

Таблица 1.1

**Энергетические характеристики ядерных реакций, используемых
для получения моноэнергетических нейтронов**

Характеристика	Эндотермические реакции			Экзотермические реакции	
	T(p, n) He ³	Li ⁷ (p, n) Be ⁷	V ⁵¹ (p, n) Cr ⁵¹	D (d, n) He ³	T (d, n) He ⁴
<i>Q</i> , Мэв	—0,764	—1,65	—1,54	3,27	17,6
Пороговая энергия, Мэв	1,019	1,88	1,57	—	—
Минимальная энергия моноэнергетических нейтронов под углом 0°, кэв	288	120	2,4	—	—
Энергия нейтронов (Мэв), испускаемых под углом 0° при энергии бомбардирующих частиц, Мэв:					
0	—	—	—	2,45	14,0
1,0	—	—	—	4,14	16,8
1,568	—	—	$4,7 \cdot 10^{-3}$	—	—
1,600	—	—	$42,6 \cdot 10^{-3}$	—	—
1,700	—	—	$148 \cdot 10^{-3}$	—	—
2,0	1,2	0,30	—	5,24	18,3
3,0	2,22	1,31	—	6,27	19,6
5,0	4,22	3,33	—	8,25	22,0
10,0	9,23	8,35	—	13,0	27,4

Реакция T (p, n) He³ используется для получения моноэнергетических нейтронов вплоть до энергии 10 Мэв, поскольку у ядра He³ нет низколежащих возбужденных уровней. Эта реакция эндотермическая ($Q = 0,764$ Мэв), так что энергетический порог в лабораторной системе равен 1,019 Мэв. В результате движения центра инерции в лабораторной системе нейтроны, образующиеся при близких к порогу значениях энергии протона, летят вперед в узком конусе. С ростом энергии протонов раствор конуса увеличивается и при $E_p = 1,148$ Мэв нейтроны испускаются во всех направлениях. Для энергий протонов от 1,019 до 1,148 Мэв каждому направлению соответствуют две энергетические группы нейтронов, при этом относительная интенсивность группы более медленных нейтронов мала. Точно на пороге энергии обеих групп совпадают и становятся равными 63,9 кэв. Сечение реакции T (p, n) He³ вблизи порога резко растет при увеличении энергии протона, достигая максимума, равного $530 \cdot 10^{-27}$ см² при энергии протона 3 Мэв, и затем плавно уменьшается (при энергии 5 Мэв сечение около $350 \cdot 10^{-27}$ см²) в основном из-за конкуренции реакции $p + T \rightarrow$

→ $d + D$. Зависимость выхода нейтронов от угла вылета в лабораторной системе координат заметно меняется с изменением энергий протонов от резко анизотропного вблизи пороговой энергии до почти симметричного относительно 90° при энергиях протона порядка 6 Мэв.

Реакция $D(d, n) He^3$ экзотермическая и часто используется для получения нейтронов с энергией, большей 3 Мэв, на низковольтных ускорителях каскадного типа. Сечение реакции при малых энергиях определяется проникаемостью кулоновского барьера и резко растет с увеличением энергии дейтона от 10^{-29} см^2 при энергии 0,01 Мэв до 10^{-26} см^2 при энергии 0,08 Мэв, достигая максимума, равного 10^{-25} см^2 при энергии около 2 Мэв. При дальнейшем увеличении энергии дейтона сечение плавно уменьшается из-за конкуренции с третичными реакциями типа $d + D \rightarrow p + n + D$, для которой значение пороговой энергии равно 4,45 Мэв.

Поскольку величина Q основной реакции $D(d, n) He^3$ велика, то, несмотря на равенство масс налетающей частицы и ядра-мишени, а следовательно, и большую скорость центра инерции, угловое распределение вылетевших нейтронов при малых энергиях дейтона не очень отличается от изотропного. Так, при энергии дейтона 0,2 Мэв отношение вероятности вылета нейтрона в направлении налетающего дейтона к вероятности вылета под углом 180° к этому направлению равно 1,5. С увеличением энергии дейтона анизотропия растет, и при энергии 5,8 Мэв отношение вероятностей вылета вперед/назад равно 5,2. Необходимо иметь в виду, что форма угловых распределений определяется не только кинематикой реакции, угловое распределение вылетевших нейтронов в системе центра инерции для реакции $D(d, n) He^3$ также анизотропно.

Реакция $T(d, n) He^4$ позволяет получать моноэнергетические нейтроны с энергиями до 30 Мэв. Получение нейтронов таких энергий при сравнительно низкой энергии бомбардирующих частиц возможно благодаря очень большой величине Q реакции. По этой же причине энергия вылетевшего нейтрона при малых энергиях дейтона (100—300 кэв) практически одинакова для всех направлений вылета. Например, для энергии дейтона 200 кэв энергия нейтронов меняется относительно величины 14,1 Мэв, соответствующей углу вылета 90° , не более чем на $\pm 7\%$ для всех остальных углов вылета. Составное ядро He^5 имеет уровень возбуждения, обуславливающий резонанс в ходе сечения реакции $T(d, n) He^4$ при энергии дейтона 110 кэв с максимальным значением сечения $5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Такое большое сечение делает эту реакцию особенно удобным источником нейтронов, позволяя получать большие потоки быстрых нейтронов на низковольтных ускорителях. Для энергий дейтонов, меньших 400 кэв, угловое распределение вылетевших нейтронов практически изотропно в системе центра инерции.

Пороговой энергии реакции $V^{51}(p, n)Cr^{51}$, равной $1,57\text{ Мэв}$, легко можно достигнуть на сравнительно низковольтных ускорителях. Реакция также удобна и тем, что содержание изотопа V^{51} в естественной смеси 99,7%, следовательно, нет необходимости использовать разделенные изотопы. Однако низкая пороговая энергия при сравнительно большом атомном номере ядра-мишени обуславливает чрезвычайно малое значение сечения реакции вблизи порога, т. е. как раз при тех энергиях протонов, которые необходимы для генерации нейтронов с энергиями в десятки килоэлектронвольт.

Так, при энергии протонов, превышающей пороговую энергию на 100 кэв , сечение реакции равно $9 \cdot 10^{-28}\text{ см}^2$. Малое сечение ограничивает возможности генерации заметных количеств нейтронов с малыми энергиями, хотя принципиально с помощью такой реакции можно получать моноэнергетические нейтроны с энергией от $2,5$ до 775 кэв , т. е. до энергии, соответствующей первому возбужденному уровню остаточного ядра. Сечение реакции $V^{51}(p, n)Cr^{51}$ при энергиях протона вблизи порога имеет резонансный характер (в интервале от $E^{\text{пор}}$ до $E^{\text{пор}} + 120\text{ кэв}$ обнаружено примерно 50 резонансов). То обстоятельство, что в сечении реакции наблюдаются острые резонансы, отстоящие друг от друга в среднем на 2 кэв , а выход нейтронов между резонансами мал, можно использовать для генерации нейтронов с очень малым энергетическим разбросом. Применяя мишень, толщина которой заметно меньше расстояния между резонансами, можно добиться разброса в энергиях испущенных нейтронов порядка естественной ширины резонанса в сечении даже при разбросе энергии протонов в пучке порядка $2-3\text{ кэв}$. Конечно, абсолютный выход нейтронов в этом случае чрезвычайно незначителен. Так, в резонансе при энергии $1,607\text{ Мэв}$ и толщине мишени 1 кэв выход нейтронов под углом 0° к пучку протонов составляет $350\text{ нейтрон/(сек} \cdot \text{стерад} \cdot \text{мкА)}$, что почти на два порядка меньше выхода нейтронов той же энергии (около 50 кэв) из литиевой мишени толщиной 1 кэв в реакции $Li^7(p, n)Be^7$.

Нужно иметь в виду, что в некоторых реакциях нейтроны, вылетевшие под отличными от нуля углами, частично поляризованы. Для реакции $D(d, n)He^3$ поляризация составляет 15%, а для реакции $Li^7(p, n)Be^7$ — около 30%. Это обстоятельство требует учета возможной азимутальной асимметрии в реакциях с поляризованными нейтронами. С другой стороны, эксперименты с поляризованными нейтронами позволяют получать весьма детальные сведения о ядерных силах.

§ 1.3. ИСТОЧНИКИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Гамма-излучение возникает при переходах между различными энергетическими уровнями возбужденных ядер. Ядро можно возбудить многими путями: в цепочках радиоактивных распадов,

в результате разнообразных ядерных реакций, кулоновским полем пролетающей заряженной частицы. Практически во всех этих случаях спектр γ -излучения дискретен, а энергии γ -излучения лежат в диапазоне от нескольких килоэлектронвольт до 10—20 Мэв. Кроме γ -излучения, образующегося при изменении внутреннего состояния ядра, коротковолновое электромагнитное излучение возникает при торможении быстрых электронов в веществе. Спектр этого тормозного излучения непрерывен и простирается от самых малых энергий (световые кванты) до максимальной энергии электрона, которая на современных ускорителях может достигать десятков гигаэлектронвольт. Существует еще один важный механизм возникновения γ -квантов — аннигиляция электрон-позитронных пар, который используется для создания источников почти монохроматических γ -квантов с энергией в десятки мегаэлектронвольт. Гамма-кванты с энергией в сотни мегаэлектронвольт возникают при распаде π^0 -мезонов. Монохроматические γ -кванты можно получить также, используя обратный комптон-эффект.

Радиоактивные источники γ -квантов. Наиболее удобные, дешевые и часто очень мощные источники γ -квантов — это β -активные препараты. Можно получить источники с активностью порядка 10^{16} *квант/сек.* Максимальная энергия β -распада в большинстве случаев не превосходит нескольких мегаэлектронвольт и, следовательно, энергия возбуждения конечного ядра также не превышает этой величины.

За исключением редких случаев переходов с изомерных уровней период полураспада γ -источника определяется периодом β -распада. Очень часто возбуждение конечного ядра при β -распаде снимается несколькими путями при последовательном испускании γ -квантов, следующих друг за другом. В этом случае из источника испускаются γ -кванты с разными энергиями. Поскольку время жизни ядер по отношению к γ -переходам велико по ядерным масштабам времени (обычно больше 10^{-15} *сек*), то естественные ширины γ -линий в миллионы раз меньше их энергий, и в большинстве случаев можно пренебречь естественной шириной и считать излучение из ядра монохроматическим. Такое приближение, конечно, неверно в экспериментах, использующих эффект Мёсбауэра, потому что энергетическая неопределенность, вносимая экспериментальным устройством, в этом случае может быть меньше естественной ширины линии.

Реальные радиоактивные источники γ -квантов всегда излучают некоторое число γ -квантов с энергией, меньшей, чем энергии γ -переходов, из-за рассеяния в материале источника, доля которого зависит от размеров источника. В ядерной физике радиоактивные γ -источники используются в основном для градуировки детекторов *.

* Конечно, изучение β -распада дает очень богатую информацию о структуре ядра, но в этой главе источники для таких экспериментов не рассматриваются.

Особенно ценны для градуировки источники, спектр которых состоит из одной или в крайнем случае из двух-трех линий, далеко отстоящих друг от друга. Характеристики некоторых наиболее удобных источников, используемых для градуировки детекторов, приведены в табл. 1.2. Видно, что энергии γ -квантов невелики

Таблица 1.2

Характеристики некоторых радиоактивных источников γ -квантов, применяющихся для градуировки детекторов

Изотоп	Период полураспада	Энергия γ -квантов, Мэв	Выход γ -квантов на распад	Максимальная энергия β -частиц, Мэв	Выход β -частиц на распад
Ce ¹⁴¹	32,5 дня	0,145	0,67	0,447 0,592	0,67 0,33
Cs ¹³⁷	33 года	0,661	0,92	0,520 1,180	0,92 0,08
Zn ⁶⁵	245 дней	0,12 0,51	0,455 0,03	0,325	0,015
Co ⁶⁰	5,25 года	2,13 1,33 1,17	10 ⁻⁵ 1,0 1,0	0,630 0,309	10 ⁻⁵ 1,0
Na ²⁴	14,9 ч	3,862 2,752 1,368	5·10 ⁻⁴ 1,0 1,0	0,340 1,400 4,160	5·10 ⁻⁴ 1,0 3·10 ⁻⁵

и, как правило, меньше 3 Мэв. Единственным удобным радиоактивным источником, при распаде которого возникает монохроматическое γ -излучение сравнительно высокой энергии, является Po — α — Be. В реакции Be⁹ (α , n) C¹² в 50% случаев ядро углерода остается в возбужденном состоянии, которое снимается излучением γ -кванта с энергией 4,43 Мэв. При этом в среднем на один γ -квант с энергией 4,43 Мэв из источника испускается около двух квантов с энергией 0,8 Мэв. (Более подробно об источнике Po — α — Be было сказано в § 1.2.)

В некоторых технических приложениях необходимо получать большие плотности потоков коротковолнового электромагнитного излучения, поступаясь его монохроматичностью. Такие задачи возникают, например, в радиационной химии. Требуемую интенсивность γ -излучения можно получить, если использовать в качестве источников отработанные тепловыделяющие элементы мощных энергетических ядерных реакторов, в которых накапливаются в большом количестве высокоактивные продукты деления. Спектр продуктов деления можно приближенно считать сплошным. В нем можно выделить группу γ -квантов с энергией около 2 Мэв и много больше γ -квантов с меньшими энергиями. Форма спектра γ -

излучения в значительной мере определяется временем нахождения тепловыделяющих элементов в реакторе и величиной нейтронного потока в нем, а также временем выдержки тепловыделяющих элементов после облучения. Естественно, что уменьшение активности продуктов деления со временем нельзя описать экспоненциальной функцией с одним параметром.

Возможен и иной путь получения больших потоков γ -квантов без нейтронов — непрерывная прокачка через активную зону ядерного реактора вещества с большим сечением активации и коротким периодом полураспада и создание интенсивного γ -поля вне активной зоны реактора. Таким веществом может быть индий, сечение активации которого тепловыми нейтронами больше $2,5 \cdot 10^3$ барн, а период полураспада 54 мин.

Гамма-излучение в реакциях с заряженными частицами. Любую ядерную реакцию, в которой конечное ядро остается в возбужденном состоянии, снимаемом испусканием электромагнитного излучения, можно использовать в качестве источника γ -квантов. В ядерной физике такие источники применяются для градуировки детекторов (конечно, если изучение характеристик γ -квантов из реакции с заряженными частицами не является целью самого эксперимента), и очень желательно, чтобы спектр такого источника содержал одну, максимум, две-три линии.

Более удобно для этих целей использовать (p, γ) -реакцию на легких ядрах при энергии ускоренных протонов около 1 Мэв. Так как энергия связи протона в легких ядрах порядка десятка мегаэлектронвольт, то суммарная энергия, уносимая γ -квантами из возбужденного конечного ядра, существенно больше, чем при β -распаде, и можно ожидать появления γ -квантов с соответствующей энергией, если однофотонные переходы в основное состояние не запрещены.

При малых энергиях протонов сечение (p, γ) -реакции на легких ядрах имеет резонансный характер, т. е. наблюдается резкое увеличение сечения при энергиях протона, соответствующих энергии возбуждения составного ядра. Если разброс в энергии пучка ускоренных протонов меньше, чем расстояние между соседними уровнями, и потери энергии протонами при торможении в мишени также меньше этой величины *, то будут наблюдаться переходы только из одного возбужденного состояния, и можно найти случай, когда эти переходы будут почти исключительно однофотонными. Например, в реакции $\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ при энергии протона 991 кэв наблюдается сильный резонанс и в 90% случаев возникают γ -кванты с энергией 7,48 Мэв. В реакции $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ при энергии протонов 992 кэв можно получить γ -кванты с энергией 10,71 Мэв. Гамма-кванты с энергией, большей 20 Мэв, образуются

* Те же требования к пучку и мишени возникают и при получении моноэнергетических нейтронов в реакции с заряженными частицами (см § 1.2).

в реакции $T(p, \gamma) He^4$ (энергия связи протона в He^4 19,8 Мэв). Если энергия падающего протона при этом меньше 1,02 Мэв, то при бомбардировке тритиевой мишени протонами не будут возникать нейтроны. Для получения жестких γ -квантов используется и радиационный захват протонов в литии.

Гамма-излучение от захвата нейтронов. После того как были построены мощные ядерные реакторы, у которых плотности потоков нейтронов в активной зоне достигают величин 10^{14} — 10^{15} нейтрон/(см²·сек) и около 10^{10} нейтрон/(см²·сек) на выходе из экспериментальных каналов в защите реактора, стало возможным использовать (n, γ)-реакцию не только как один из способов изучения структуры ядра, но и как источник γ -излучения. Образовавшееся в результате захвата нейтрона новое ядро сильно возбуждено. Выделяемая при снятии возбуждения энергия, равная энергии связи нейтрона (порядка 6—9 Мэв), может быть унесена или одним, или целой группой γ -квантов. Поместив образец из подходящего материала на выходе канала в защите реактора, можно получить источник γ -квантов активностью до 10^8 γ -квант/сек. Чтобы увеличить мощность источника, необходимо образец поместить в тепловую колонну реактора, поскольку сечение (n, γ)-реакции в общем обратно пропорционально скорости нейтрона. В этом случае меньше и фон γ -излучения из реактора.

К сожалению, те элементы, в которых при захвате нейтронов возникают γ -кванты только одной энергии, как правило, характеризуются малым сечением захвата. Так, при захвате тепловых нейтронов в естественной смеси изотопов свинца в 7% случаев появляются γ -кванты с энергией 6,13 Мэв и в 93% — с энергией 7,38 Мэв; захват нейтронов в висмуте приводит к появлению во всех случаях γ -квантов с энергией 4,17 Мэв. Сечение захвата свинца на тепловых нейтронах $1,7 \cdot 10^{-25}$ см², а висмута — $3,4 \times 10^{-27}$ см². Это означает, что если источник захватных γ -квантов представляет собой свинцовый диск площадью 10 см² и толщиной 0,5 см, помещенный в поток тепловых нейтронов 10^9 нейтрон/(см² × сек), то его активность будет около 10^8 квант/сек. Можно увеличить выход γ -квантов, увеличив толщину мишени, но это приведет к заметному рассеянию γ -квантов в самой мишени и, следовательно, к сплошному спектру источника. Иногда приходится жертвовать монохроматичностью источника, чтобы получить большую интенсивность. Так, можно получить источник γ -квантов со сплошным спектром и интенсивностью 10^{10} квант/сек, если использовать захват нейтронов в элементе с большим сечением и большой долей γ -квантов с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт. Подходящим материалом является никель, сечение захвата тепловых нейтронов для которого равно $4,6 \cdot 10^{-24}$ см², а около 50% γ -квантов имеют энергию, большую 3 Мэв. Если мишень из никеля толщиной в несколько сантиметров установить на пучке тепловых нейтронов, то почти все они захватятся и активность

источника будет приближенно равна полному потоку нейтронов на мишень. В первом приближении вероятность наблюдения γ -кванта с определенной энергией в интервале 1—9 Мэв не зависит от энергии, т. е. спектр γ -квантов «белый».

Основной недостаток источников γ -квантов, использующих (n, γ)-реакцию, — это неизбежно большой нейтронный фон, особенно если сечения (n, γ)-реакции материала мишени малы.

Реактор как источник γ -квантов. В каждом ядерном превращении (за исключением тормозного излучения β -частиц, вклад которого в полную энергию, уносимую γ -квантами, мал) возникают γ -кванты с дискретным спектром; однако огромное число возможных энергий квантов, а также рассеяние с изменением энергии γ -квантов на атомах приводят к тому, что реальный спектр из активной зоны любого реактора можно считать непрерывным*. И лишь в тех случаях, когда преобладает один из возможных процессов, например захват нейтронов водородом в водяном отражателе теплового реактора, можно обнаружить отдельные линии (в этом примере γ -кванты с энергией 2,23 Мэв) на фоне сплошного распределения.

Основным процессом, приводящим к появлению γ -излучения в активной зоне реактора, является излучение из возбужденных осколков деления — так называемые мгновенные γ -кванты деления, γ -излучение продуктов деления и γ -излучение из (n, γ)-реакции. Менее существенны (по интенсивности) такие источники, как реакция неупругого рассеяния быстрых нейтронов, распад радиоактивных ядер в конструкционных материалах активной зоны, аннигиляция позитронов и тормозное излучение.

Энергия, уносимая γ -излучением в процессе деления, равна примерно 8 Мэв, еще около 6 Мэв приходится на γ -излучение из продуктов деления и приблизительно столько же возникает при захвате нейтронов в конструкционных материалах активной зоны и в топливе без деления. Известно, что каким бы способом не было возбуждено ядро, вероятность электромагнитного перехода мала, если энергия возбуждения заметно больше энергии связи нейтрона в ядре, которая по порядку величины равна 6—8 Мэв, за исключением самых легких ядер, которых в активной зоне обычно нет. Следовательно, энергетическое распределение γ -квантов в активной зоне должно резко обрываться при энергиях примерно 7—8 Мэв. Поскольку вероятность однофотонных переходов (при которых γ -квант уносит всю энергию возбуждения) мала, а рассеяние γ -квантов в активной зоне приводит к уменьшению их энергии, следует ожидать, что энергетическое распределение γ -квантов будет характеризоваться резким подъемом в области малых энергий. Действительно, суммарный спектр γ -квантов от всех источников внутри активной зоны хорошо

* Точнее, его дискретная структура практически не выявляется при измерении лучшими современными спектральными приборами.

аппроксимируется выражением

$$N(E_\gamma) = \text{const} \exp(-1,1 E_\gamma), \quad (1.10)$$

где E_γ — в $Mэв$.

Эта формула справедлива в интервале энергий $0,5—7 Mэв$. Интересно, что спектр γ -квантов в активной зоне реактора совсем не зависит от топлива (уран или плутоний) и очень слабо зависит от состава зоны. Спектр γ -квантов, вышедших из отражателя или защиты реактора, может и не описываться выражением (1.10).

Полное число γ -квантов, выходящих из активной зоны реактора, зависит не от его полной мощности, а от удельной мощности ($вт/г$), поскольку γ -кванты выходят не из всего объема активной зоны, а лишь с некоторой глубины. Гамма-кванты, рожденные в глубине активной зоны, там и поглощаются. Эффективная толщина слоя, из которого γ -кванты могут достичь поверхности зоны, приблизительно равна средней длине пробега γ -квантов до взаимодействия, т. е. $10—30 г/см^2$. При плотности тепловыделения $20—50 вт/г$ интенсивность γ -излучения на поверхности активной зоны около $10^{14} Mэв/(см^2 \cdot сек)$.

Гамма-излучение из мишеней электронных ускорителей. Быстрый электрон, проходя через вещество, в результате взаимодействия с ядрами изменяет направление движения, т. е. испытывает ускорение. При ускорении заряженной частицы неизбежно испускается электромагнитное излучение. Доля энергии, которая теряется электроном на излучение, называемое тормозным, зависит от энергии электрона и вещества (характеристики тормозного излучения описаны в гл. 3). В принципе, зная сечение образования γ -кванта с данной энергией под данным углом в зависимости от энергии электрона и заряда ядра, можно рассчитать интенсивность, угловое распределение и спектр γ -квантов, вылетающих из толстой (т. е. с размерами большими, чем максимальный пробег электрона) мишени любой формы. Однако вычислительные трудности не позволяют провести необходимый расчет с достаточной точностью, и на практике для оценки потоков γ -квантов или мощности используют различные эмпирические формулы.

Современный электронный ускоритель со средним током $1 м$ и энергией ускоренных электронов $30—40 Mэв$ создает дозу около $10^4 рад/сек$ в $1 м$ от вольфрамовой мишени. Хотя спектр тормозного излучения сплошной, но, проводя измерения при разных энергиях ускоренных электронов и сравнивая их, можно получить зависимость сечения какого-либо процесса от энергии γ -квантов, пользуясь тем, что максимальная энергия γ -квантов в спектре равна максимальной энергии электронов в мишени. Естественно, что при этом нужно хорошо знать форму спектра γ -излучения вблизи верхней границы.

Получение монохроматических γ -квантов. Ядерные реакции с γ -квантами, энергия которых точно известна, являются очень

мощным инструментом для изучения свойств ядер, поскольку механизм взаимодействия между электромагнитным полем и ядром точно известен. Однако до сих пор очень мало исследователей работали с монохроматическими γ -квантами, и только потому, что создать достаточно интенсивный источник монохроматических γ -квантов с энергией в интервале 5—15 Мэв труднее, чем выполнить остальную часть измерений. Гамма-кванты с энергией около 10 Мэв особенно нужны потому, что наиболее интересны исследования вблизи энергии связи нуклона в ядре.

До сих пор рассмотренные источники γ -квантов нужных энергий имели или сплошной спектр, или недостаточную для большинства экспериментов интенсивность, к тому же энергия γ -квантов в ходе эксперимента с такими источниками не могла изменяться (например, в реакциях с заряженными частицами). Появление квантовых генераторов света и мощных электронных ускорителей на большие энергии позволит получить монохроматические γ -кванты с помощью обратного комптон-эффекта.

Схема установки следующая. Интенсивный пучок световых фотонов из лазера направляется навстречу пучку релятивистских электронов. Рассеянные на быстрых электронах фотоны обладают большей энергией, чем падающие, при этом доля передаваемой фотонам энергии зависит от угла рассеяния и увеличивается с ростом энергии электронов. Максимальная энергия рассеянного фотона

$$h\nu' = 4 h\nu \left[\frac{E_e}{m_0 c^2} \right]^2, \quad (1.11)$$

где $h\nu$ и $h\nu'$ — энергии рассеянного и первичного фотона; E_e — энергия электрона. Для $h\nu = 2$ эв и $E_e = 10^9$ эв $h\nu'$ равно 30 Мэв. Расчеты показывают, что при современных параметрах лазеров и ускорителей можно получить 10^5 — 10^7 фотон/сек с размытием по энергии около 5% и огромным интервалом возможных значений энергий фотонов, вплоть до единиц гигаэлектронвольт.

Теоретически был предсказан и уже наблюдался экспериментально эффект когерентного взаимодействия быстрых электронов с атомами, упорядоченными в кристаллической решетке. При определенных углах падения электронного пучка с энергией порядка 1 Гэв на грань кристалла (например, алмаза) в спектре тормозного излучения наблюдаются максимумы при некоторых значениях энергии γ -квантов. Таким способом можно генерировать 10^7 — 10^8 квант/сек в главном максимуме при ширине на полувысоте этого максимума около 3%. Поляризация γ -квантов достигает 80%.

Единственный практически осуществленный метод создания источника монохроматических γ -квантов переменной энергии, с которым были произведены измерения, основан на использовании процесса аннигиляции электрон-позитронных пар. В этом методе пучок ускоренных до энергии несколько десятков мега-

электронвольт электронов направляется на мишень, в которой в результате каскадных процессов образуются позитроны.

Образование позитронов в мишени происходит в два этапа, сначала при торможении электронов возникают фотоны, которые, в свою очередь, образуют в поле ядер (для тяжелых ядер это основная ветвь процесса) электрон-позитронные пары. Вылетевшие из мишени позитроны (в основном в направлении движения первичных электронов) сортируются магнитным полем по энергии, и сформированный пучок позитронов с малым разбросом по энергии направляется на другую мишень, где и происходит их аннигиляция с атомными электронами. Изменяя энергию позитронного пучка, а это можно делать, или меняя энергию первичных электронов, или ускоряя позитроны, можно варьировать энергию аннигиляционных γ -квантов.

Первая мишень толщиной в несколько $г/см^2$, т. е. порядка радиационной длины *, для увеличения вероятности рождения электрон-позитронных пар изготавливается из материала с большим атомным номером. Вторая, аннигиляционная, мишень из легкого материала (LiH или Be) — для уменьшения образования тормозного излучения, создающего нежелательный фон. Эта мишень тонкая ($\sim 0,1 г/см^2$); в ней происходит торможение позитронов и, следовательно, появляется разброс в энергиях аннигиляционных квантов. При энергии позитронов, равной $10 Мэв$, отношение полной интенсивности тормозного излучения из мишени толщиной $0,1 г/см^2$ к аннигиляционному составляет около 0,3. Так как аннигиляционное излучение сосредоточено в узком энергетическом интервале, а тормозное — в интервале от нуля до максимальной энергии позитрона, то на ширине пика аннигиляционного излучения это отношение примерно $1,5 \cdot 10^{-2}$. С увеличением энергии растет вклад тормозного излучения в полную интенсивность.

Экспериментально легко выделить эффекты, обусловленные только аннигиляционными γ -квантами если аннигиляционную мишень облучать попеременно пучком электронов и позитронов одной энергии. Так как тормозное излучение электронов нельзя отличить от тормозного излучения позитронов, то простым сравнением результатов, полученных с электронным и позитронным пучками, выделяется нужный эффект. В установках подобного типа удастся получить 10^{-8} — 10^{-9} квантов на один электрон. Средние токи в линейных электронных ускорителях достигают десятков микроампер, что позволяет создать источники интенсивностью 10^5 — 10^6 квант/сек с энергией фотонов в десятки мегаэлектронвольт и энергетическим разбросом около $3 \cdot 10^{-2}$. Для углового распределения аннигиляционного излучения характерна сильная анизотропия, в телесном угле 10^{-3} стерад в направлении движения позитронов излучается около 10% полного числа аннигиляционных квантов.

* Понятие радиационной длины вводится в гл. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. Изд. 2. Учебник для вузов. М., Атомиздат, 1965.
2. Комар Е. Г. Ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1964.
3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.
4. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Перев. с англ. Ч. I. М., Госатомиздат, 1963; ч. II. М., Атомиздат, 1966.

Глава 2

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

§ 2.1. ВВЕДЕНИЕ

Любую физическую величину (массу, длину, среднее число событий и т. д.) можно определить в эксперименте лишь с некоторой, не равной нулю, ошибкой. Чем тщательнее проведен эксперимент, тем уже интервал возможных значений искомой величины. Неопределенность в значении измеряемой величины обусловлена обычно большим количеством причин. Существует, однако, принципиальная разница в происхождении погрешностей при измерениях в макро- и микромире *. При измерении макровеличин можно утверждать, что с практически любой наперед заданной точностью сама величина (например, длина линейки) имеет вполне определенное значение, а результаты ее измерений обнаруживают некоторый разброс из-за несовершенства наших приборов, группируясь вокруг среднего значения по некоторому закону. При измерении величин, характеризующих процессы в микромире, т. е. в большинстве экспериментов, проводимых в ядерной физике, появление разброса в показаниях приборов, например в числе отсчетов счетчика, установленного вблизи радиоактивного источника, обусловлено самим ядерным процессом и никакое улучшение аппаратуры не может уменьшить или исключить вовсе этот разброс.

Измеряемые в ядерной физике величины (число событий, интервал времени между событиями) могут быть как непрерывными, так и дискретными. Очень часто непосредственно измеряемые величины случайны и подчиняются статистическим закономерностям.

Непрерывная случайная величина, например энергия β -частиц при распаде, может принимать любые значения по всей области, где она существует. *Дискретная случайная величина* принимает лишь определенные точные значения, отличающиеся друг от друга на конечную величину, например число отсчетов счетчика частиц. Распределения случайных величин вокруг среднего

* Деление на макро- и микромир, строго говоря, условно, так как резкой границы между ними провести невозможно, но практически ее всегда можно указать.

значения описываются законами распределения, вид которых характеризуется свойствами процесса.

Естественно, что не всегда возможно строго разделить макро- и микропричины разброса результатов измерений. Типичный пример эксперимента, в котором флуктуации измеряемой величины определяются совокупностью макро- и микропричин, — измерение амплитуд импульсов на выходе пропорционального счетчика, облучаемого заряженными частицами одной энергии при полном их поглощении в чувствительном объеме счетчика. Разброс амплитуд обусловлен, с одной стороны, колебаниями питающего напряжения (макроскопический эффект), а с другой — флуктуациями в числе пар ионов, образованных в чувствительном объеме (микроскопический эффект).

Существование флуктуаций требует, чтобы результаты эксперимента в ядерной физике были подвергнуты статистической обработке для правильного определения средних значений, указания интервалов, в которых можно с определенной вероятностью обнаружить данную величину при последующих измерениях, для соответствия выбранных гипотез эксперименту и т. д.

В этой главе рассматриваются вероятностные законы, описывающие наиболее часто встречающиеся в ядерной физике распределения измеряемых величин, а также характеристики точности полученных результатов. Приложения рассматриваются в последующих главах при анализе работы конкретных детекторов. Более полно и подробно затронутые здесь вопросы, а также вопросы, связанные с оценкой гипотез, выбором критериев согласия и т. д., изложены в монографиях [1—4].

§ 2.2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

В экспериментах по ядерной физике в большинстве случаев частота появления отдельных значений измеряемой величины следует некоторому закону распределения вероятности. Знание такого закона позволяет, в частности, получить статистические оценки достоверности измерений, проверить априорные предположения о связи между измеряемыми величинами и т. д. Так, если известен закон распределения $p(x)$ случайной величины x , то истинное среднее значение измеряемой величины X определяется из соотношений

$$X = \sum_{i=1}^{\infty} x_i p(x_i) \quad (2.1)$$

для дискретной величины и

$$X = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx \quad (2.1')$$

для непрерывной. Выражения (2.1) и (2.1') справедливы, если $p(x)$ — нормированное распределение, т. е.

$$\sum_{i=1}^{\infty} p(x_i) = 1 \quad \text{или} \quad \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = 1.$$

В дальнейшем при рассмотрении свойств распределений предполагается, что они нормированы.

Существует ряд законов, описывающих вероятность наблюдения данного события или числа событий, из которых в ядерной физике наиболее часто осуществляются распределения Пуассона и Гаусса и связанное с распределением Пуассона распределение временных интервалов между двумя случайными событиями. Рассмотрим некоторые свойства этих распределений.

Распределение Пуассона. Это распределение описывает случайные процессы, в которых вероятность появления события мала по величине и постоянна. Это определение можно проиллюстрировать, рассматривая условия, при которых распад группы радиоактивных атомов описывается распределением Пуассона.

Необходимые и достаточные условия: 1) вероятность распада атомов в любом заданном интервале времени одинакова для всех атомов выбранной группы (все атомы идентичны);

2) распад одного из атомов в течение заданного интервала времени не влияет на вероятность распада других атомов в том же интервале времени (все атомы независимы);

3) вероятность наблюдения распада атомов в течение заданного интервала времени одна и та же для всех интервалов времени одинаковой продолжительности (период полураспада много больше времени наблюдения);

4) полное число атомов и полное число рассматриваемых интервалов времени достаточно велико (существенны только средние статистические величины).

Эти условия не включают в явном виде требование малости вероятности распада. При выводе распределения Пуассона используется предположение о том, что вероятность отдельного события (в нашем случае распада атома) за малый интервал времени возрастает пропорционально длительности этого интервала. При любом конечном числе атомов в источнике (или конечной интенсивности событий во времени) это условие можно удовлетворить, устремляя интервал $\Delta t \rightarrow 0$. Однако в реальных установках всегда существует некоторый минимально возможный интервал Δt , и в этом случае требование малости вероятности сводится к тому, чтобы вероятность наблюдать два события за интервал была много меньше вероятности наблюдать одно событие за этот же интервал. Примером системы, работа которой описывается законом Пуассона, может служить счетчик Гейгера — Мюллера, который регистрирует фоновое излучение, состоящее из космических частиц и излучения радиоактивных примесей в окружающих установку материалах. В этом случае регистрация частицы счетчиком — случайное событие, среднее число отсчетов в единицу времени не зависит от времени, вероятность попадания в счетчик двух первичных ионизирующих частиц в интервал времени, равный мертвому времени счетчика, много меньше вероятности попадания одной частицы.

Распределение Пуассона позволяет вычислить в этом случае вероятность $p_k(t)$ того, что в течение времени t счетчик регистрирует k частиц в функции средней интенсивности регистрации. Другой пример: по закону Пуассона можно вычислить распределение вокруг среднего значения количества ионов, которые создаются в плоской ионизационной камере, облучаемой мононаправленными и моноэнергетическими частицами.

Получим функцию $p_k(t)$ для распределения Пуассона, анализируя работу счетчика, который регистрирует излучение от радиоактивного источника малой интенсивности с периодом полураспада много больше времени наблюдения. При этом предположим, что число выполненных замеров достаточно велико и можно оперировать средними статистическими величинами. Рассмотрим бесконечно малый интервал времени dt . Можно считать, что вероятность наблюдать один отсчет в течение dt есть

$$p_1(dt) = n dt, \quad (2.2)$$

где n — коэффициент пропорциональности, имеющий, как будет ясно из дальнейшего, смысл интенсивности. Поскольку отсчеты статистически независимы, вероятность наблюдать два отсчета в интервале dt есть $p_2(dt) = n^2 (dt)^2$, величина второго порядка малости по сравнению с $p_1(dt)$, а так как $\sum_{k=0}^{\infty} p_k(dt) = 1$, то вероятность не наблюдать ни одного отсчета в dt есть

$$p_0(dt) = 1 - p_1(dt).$$

В качестве первого шага к отысканию $p_k(t)$ найдем $p_0(t)$, т. е. рассмотрим интервал $t + dt$ и вычислим $p_0(t + dt)$ *. Для того чтобы в интервале $t + dt$ не было ни одного отсчета, необходимо, чтобы отсчетов не было ни в интервале dt , ни в интервале t , т. е.

$$p_0(t + dt) = p_0(t) p_0(dt) = p_0(t) (1 - n dt).$$

С другой стороны, $p_0(t + dt)$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки t , т. е.

$$p_0(t + dt) = p_0(t) + \frac{dp_0(t)}{dt} dt,$$

так же с точностью до членов второго порядка малости. Приравнивая два выражения для $p_0(t + dt)$, получаем

$$\frac{dp_0(t)}{dt} + np_0(t) = 0.$$

* Предполагается, что интервалы t и dt следуют друг за другом и не перекрываются.

Решая это уравнение и используя как начальное условие равенство $p_0(0) = 1$, имеем

$$p_0(t) = e^{-nt}. \quad (2.3)$$

Эта формула имеет очень широкое применение в физике, описывая вероятность не наблюдать какое-либо событие.

Например, при описании радиоактивного распада величина $e^{-\lambda t}$ представляет собой вероятность того, что атом не распадается в течение времени t ; при описании прохождения γ -кванта через вещество $e^{-\mu l}$ соответствует вероятности того, что фотон пройдет без столкновения расстояния l . Аналогично записывается вероятность того, что заряженная частица на единице пути в газе не создаст ни одной пары ионов. Заметим, что $p_0(x)$ не равна нулю при любых конечных значениях x .

Вычислим теперь $p_k(t)$ — вероятность наблюдать k событий (отсчетов счетчика в нашем случае) за время t . Снова вычислим $p_k(t + dt)$ двумя способами и сравним результаты. Для того чтобы в интервале $t + dt$ произошло k событий, необходимо и достаточно, чтобы:

в интервале t произошло k событий, в dt — ни одного
 в интервале t произошло $k - 1$ событий, в dt — одно

 в интервале t произошло 0 событий, в dt — k событий.

Для статистически независимых событий полная вероятность наблюдать k событий в интервале $t + dt$ есть сумма вероятностей

$$p_k(t + dt) = p_k(t)p_0(dt) + p_{k-1}(t)p_1(dt) + p_{k-2}(t)p_2(dt) + \dots$$

Пренебрегая членами второго и выше порядка малости [учитывая, что $p_2(dt) \sim (dt)^2$; $p_3(dt) \sim (dt)^3$ и т. д.], можно также записать

$$p_k(t + dt) = p_k(t)p_0(dt) + p_{k-1}(t)p_1(dt)$$

или, учитывая, что $p_0(dt) = 1 - p_1(dt)$, а $p_1(dt) = ndt$,

$$p_k(t + dt) = p_k(t)(1 - ndt) + p_{k-1}(t)ndt.$$

С другой стороны, разлагая $p_k(t + dt)$ в ряд Тейлора, получаем

$$p_k(t + dt) = p_k(t) + \frac{dp_k(t)}{dt} dt.$$

Сравнивая оба выражения, после соответствующих сокращений имеем дифференциальное уравнение

$$\frac{dp_k}{dt} + np_k(t) = np_{k-1}(t), \quad (2.4)$$

которое нужно решать с учетом начального условия:

$$p_1(0) = p_2(0) = p_3(0) = \dots = 0.$$

Решение можно найти последовательными подстановками начиная с $p_0(t)$. Легко проверить, что решение (2.4) имеет вид

$$p_k(t) = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt}. \quad (2.5)$$

Используя определение истинного среднего значения [см. соотношение (2.1)] и явный вид распределения для $p_k(t)$, можно

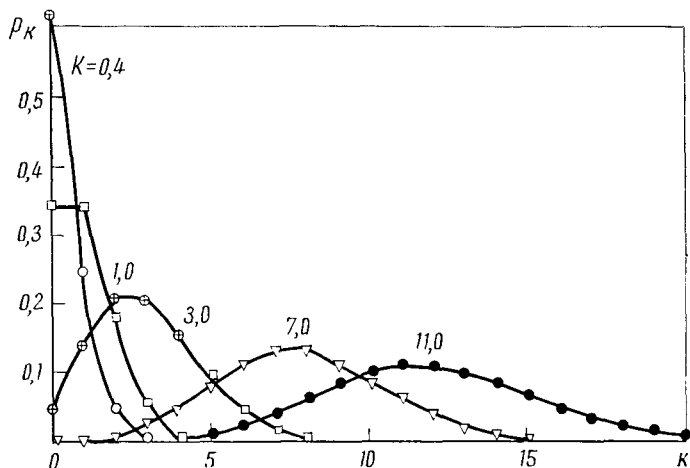


Рис. 2.1. Распределения Пуассона $p_k(K)$ при разных K . Имеют смысл лишь значения $p_k(K)$ при целых числах k . Кривые приведены для наглядности.

показать (см. § 2.3), что величина nt — истинное среднее значение числа событий (отсчетов счетчика) за время t . Введя обозначение $nt = K$, запишем (2.5) в виде

$$p_k(K) = \frac{K^k}{k!} e^{-K}. \quad (2.6)$$

Это выражение и называется *законом* или *распределением Пуассона*. Распределение Пуассона характеризуется лишь одним параметром K , истинным средним значением, которое может принимать любые положительные значения, тогда как k — число событий за время t — *только целочисленные положительные значения*. Из (2.6) следует, что

$$\frac{p_{k+1}}{p_k} = \frac{K}{k+1}.$$

Это соотношение позволяет исследовать поведение $p_k(K)$. Если $K \leq 1$, то $p_k(K)$ убывает с ростом k , если же $K > 1$, то $p_k(K)$ вначале растет с ростом k , достигая максимального значения при $k \simeq K$. Заметим, что $p_k(K)$ — не непрерывная функция, так как k — целое число. Значения $p_k(K)$, изображенные на рис. 2.1,

для наглядности соединены линиями. Видно, что при малых K распределение Пуассона асимметрично и велика вероятность наблюдать малые значения k . С увеличением K распределение становится симметричным относительно K и уменьшается относительная (в сравнении с K) ширина области значений k , для которых вероятность появления данного k существенна (по сравнению с $p_k(K)$).

Распределение Гаусса. По мере роста K распределение Пуассона становится все более симметричным и при $\sqrt{K} \gg 1$ становится практически симметричным. При этом в области шириной примерно $\sqrt{K}$ около K содержится очень большое число значений $p_k(K)$,

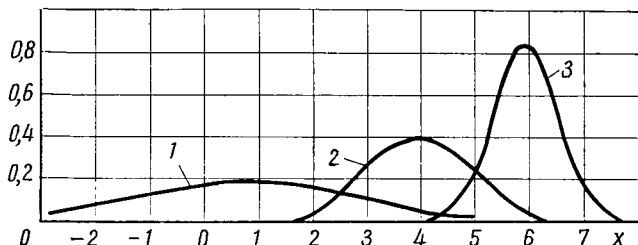


Рис. 2.2. Распределения Гаусса при разных X и σ :
1 — $X = 1$, $\sigma = 2$; 2 — $X = 4$, $\sigma = 1$; 3 — $X = 6$, $\sigma = 0,5$.

а различие между соседними значениями $p_k(K)$ становится весьма малым. Тогда распределение случайных величин около среднего можно представить не дискретной, а непрерывной функцией — вероятностью $\varphi(k) dk$ того, что непрерывная случайная величина попадает в интервал от k до $k + dk$:

$$\varphi(k) dk = \frac{1}{\sqrt{2\pi K}} e^{-\frac{(k-K)^2}{2K}} dk. \quad (2.7)$$

Выражение (2.7) является частным случаем закона, или *распределения Гаусса*. Часто распределение Гаусса называют нормальным. Оно имеет вид симметричной колоколообразной кривой, которая распространяется до бесконечности в положительном и отрицательном направлениях. В общем случае распределение Гаусса для непрерывной случайной величины x зависит от двух параметров: истинного среднего значения X и стандартного отклонения распределения σ величин x относительно X

$$\varphi(x) dx = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}} dx. \quad (2.8)$$

Распределение Гаусса нормировано, т. е. $\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) dx = 1$. На рис. 2.2 изображены функции $\varphi(x)$ с различными значениями

Х и σ. Распределение Гаусса описывает очень широкий круг процессов в ядерной физике. Это связано с утверждением, доказываемым в теории вероятностей, о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин, распределена согласно закону (2.8). Такое утверждение используется при обработке экспериментов, поскольку очень часто искомая величина вычисляется по результатам измерений большого числа независимых случайных величин, определенных достаточно точно.

Кроме того, распределение Гаусса иногда служит хорошей аппроксимацией для флуктуаций, вызванных не только статистическими случайными процессами. Так, распределение амплитуд импульсов на выходе сцинтилляционного счетчика описывается с хорошей точностью формулой (2.8), хотя часть эффектов обуславливающих наличие флуктуаций, например потери света в сцинтилляторе, колебания усиления фотоумножителя, этой формулой не описываются.

Распределение длительности интервалов. Рассмотрим случайный процесс, который описывается распределением Пуассона, например работа сцинтилляционного счетчика, облучаемого источником постоянной интенсивности, и получим выражение для распределения длительности временных интервалов между последовательными отсчетами. Поскольку число случайных событий в единицу времени флуктуирует, то и величина интервала между двумя последовательными событиями флуктуирует.

Пусть истинная средняя скорость счета — n отсчетов в единицу времени. Тогда, согласно (2.3), вероятность не наблюдать за время t ни одного отсчета $p_0(t) = e^{-nt}$. Вероятность появления отсчета в интервале dt есть $p_1(dt) = ndt$. Совместная вероятность отсутствия отсчетов за t и одного отсчета в dt есть $p_0(t) p_1(dt)$. Следовательно, вероятность того, что длительность отдельного интервала лежит между t и $t + dt$,

$$p_t(t) dt = ne^{-nt} dt. \quad (2.9)$$

Из этого соотношения следует, что чем меньше интервал между событиями, тем больше вероятность наблюдать такой интервал. Интегрируя (2.9), получаем вероятность того, что длительность интервала между двумя последовательными случайными событиями окажется больше T , т. е. долю интервалов с длиной, большей T , можно записать

$$p_{t>T} = e^{-nT}. \quad (2.10)$$

Соответственно доля интервалов короче T равна

$$p_{t<T} = 1 - e^{-nT}. \quad (2.11)$$

§ 2.3. ИСТИННОЕ СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ И ДИСПЕРСИЯ ДЛЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Истинное среднее значение. Зная явный вид функции распределения, можно из соотношения (2.1) получить истинные средние значения для рассмотренных распределений. Покажем, что для распределения Пуассона истинное среднее значение равно K . Действительно,

$$\begin{aligned}\langle k \rangle &= \sum_{k=0}^{\infty} k p_k(K) = \sum_{k=0}^{\infty} k \frac{K^k e^{-K}}{k!} = \\ &= e^{-K} \left(0 + K + K^2 + \frac{K^3}{2} + \dots \right) = e^{-K} K e^{+K} = K.\end{aligned}$$

Для распределения Гаусса аналогично получим, что истинное среднее равно X . По формуле (2.1)

$$\overline{\langle x \rangle} = \int_{-\infty}^{\infty} x \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}} dx.$$

Положим $\omega = \frac{x-X}{\sigma}$, тогда $d\omega = \frac{dx}{\sigma}$, и, учитывая, что интеграл от нечетной функции в пределах от ∞ до $-\infty$ равен нулю, получаем

$$\overline{\langle x \rangle} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} (\sigma\omega + X) e^{-\frac{\omega^2}{2}} d\omega = X \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\omega^2}{2}} d\omega = X,$$

так как распределение Гаусса нормировано.

Истинное среднее значение длительности интервала можно найти, интегрируя (2.9) по частям: оно равно $1/n$.

Дисперсия. Если какой-то процесс описывается статистическим распределением, то это означает, что характерный параметр такого процесса (число отсчетов счетчика, число ионов, созданных частиц в газовом объеме, величина угла между двумя сталкивающимися частицами) может существенно отличаться от своего истинного среднего значения. Мерой отклонений случайной величины от ее среднего значения не может быть среднее значение всех возможных уклонений, ибо для случайной величины x , истинное среднее значение которой есть X ,

$$\begin{aligned}\overline{(x-X)} &= \int_{-\infty}^{\infty} (x-X) p(x) dx = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} x p(x) dx - X \int_{-\infty}^{\infty} p(x) dx = X - X = 0.\end{aligned}$$

В качестве меры отклонения от среднего используется среднее значение квадрата отклонения от истинного среднего — *дисперсия*, обозначаемая D_x или D .

Для дискретной случайной величины дисперсия

$$D = \sum_{i=0}^{\infty} (x_i - X)^2 p(x_i) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i^2 p(x_i) - 2X \sum_{i=0}^{\infty} x_i p(x_i) + X^2 \sum_{i=0}^{\infty} p(x_i) = \overline{x^2} - 2X^2 + X^2 = \overline{x^2} - X^2, \quad (2.12)$$

а для непрерывной

$$D = \int_{-\infty}^{\infty} (x - X)^2 p(x) dx = \overline{x^2} - X^2. \quad (2.12')$$

Положительное значение корня квадратного из дисперсии $\sigma = \sqrt{D}$ называют стандартным отклонением. Для заданного среднего малая дисперсия по сравнению со средним значением означает, что вероятность наблюдать события с характеристиками, сильно отличающимися от средних, мала (распределение с узким максимумом), тогда как при большой дисперсии вероятны события, сильно отличающиеся от средних (широкое распределение).

Вычислим дисперсию для распределения Пуассона. Сначала определим

$$\begin{aligned} \overline{k^2} &= \sum_{k=0}^{\infty} k^2 \frac{K^k}{k!} e^{-K} = K \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{K^{k-1}}{(k-1)!} e^{-K} = \\ &= K \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{K^{k-1}}{(k-1)!} e^{-K} (k-1) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{K^{k-1}}{(k-1)!} e^{-K} \right] = K^2 + K. \end{aligned}$$

Согласно (2.12), дисперсия $\overline{k^2} - K^2$, т. е. для распределения Пуассона

$$D = K^2 + K - K^2 = K, \quad (2.13)$$

и равна истинному среднему значению, а стандартное отклонение $\sigma = \sqrt{K}$. Как очевидно из формулы (2.13), дисперсия, среднее значение, стандартное отклонение — величины безразмерные. Вероятность того, что число k , найденное в эксперименте, цель которого — определение K — истинного среднего k , — будет

лежать в пределах $K \mp \sigma$, равна $\sum_{K-\sigma}^{K+\sigma} \frac{K^k}{k!} e^{-K}$; для $K = 100$ величина суммы равна 0,61, а сумма от $K - 2\sigma$ до $K + 2\sigma$ равна 0,96, т. е. вероятность наблюдать значения k , отличающиеся от K больше чем на $2\sqrt{K}$, равна 0,04. Другими словами, в среднем

только в одном случае из 25 измерений чисел k (число измерений предполагается много большим 25) будут наблюдаться значения k , отличающиеся от K больше чем на $2\sqrt{K}$. Следует иметь в виду, что из-за несимметричности распределения Пуассона, особенно заметного при малых K , числа возможных значений функции $p_k(K)$ в интервале $K \pm \sigma$ слева и справа от K не равны.

Получим дисперсию для распределения Гаусса:

$$D = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - X)^2}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-X)^2}{2\sigma^2}} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma^2 \omega^2}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\omega^2}{2}} d\omega,$$

где $\omega = \frac{x - X}{\sigma}$. Интегрируя по частям, находим

$$D = \sigma^2 \left[-\frac{\omega e^{-\frac{\omega^2}{2}}}{\sqrt{2\pi}} \Big|_{-\infty}^{\infty} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\omega^2}{2}} d\omega \right] = \sigma^2. \quad (2.14)$$

Следовательно, в отличие от распределения Пуассона дисперсия распределения Гаусса в общем случае не зависит от среднего значения случайной величины. Распределение Гаусса, будучи симметричным, содержит 0,34 своей площади в области значений x между $X - \sigma$ и X , столько же в области между X и $X + \sigma$. Вне интервала $X \pm \sigma$ находится 0,32 всей площади, а вне интервала $X \pm 2\sigma - 0,046$ *.

Дисперсия для распределения длительности интервалов также вычисляется интегрированием по частям и

$$D = \int_0^{\infty} \left(t - \frac{1}{n} \right)^2 n e^{-nt} dt = \frac{1}{n^2}. \quad (2.15)$$

Заметим, что в этом случае дисперсия весьма велика и равна квадрату среднего значения. Это означает, что длительность интервала между последовательными случайными событиями довольно часто отличается в несколько раз от своего среднего значения. Так, вероятность наблюдать интервал времени между событиями, в два или более раз превосходящий средний, равна примерно 0,134 [см. формулу (2.10)].

Для распределения Пуассона вероятность наблюдать число событий, в два и более раза превосходящее среднее, является функцией самого среднего, и поэтому нельзя провести прямого сравнения распределений с дисперсиями, равными среднему

* Подробные таблицы, содержащие как значения вероятности $p(x)$ для распределений Гаусса и Пуассона, так и вероятности обнаружить данное значение k или x , можно найти, например, в книге В. И. Гольданского, А. В. Куценко, М. И. Подгоряцкого [2].

и квадрату среднего [см. формулы (2.13) и (2.15)]. Однако даже для небольших значений K вероятность наблюдать значения $k > 2K$ мала. Так, для $K = 10$ вероятность наблюдения событий в процессе, подчиняющемся распределению Пуассона, с $k > 20$ меньше $3,5 \cdot 10^{-3}$.

Дисперсия не обязательно должна быть ограниченной. Существуют распределения (например, распределение Коши), у которых дисперсия бесконечна, хотя среднее значение существует и ограничено.

§ 2.4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При оценке достоверности результатов измерений в ядерной физике различают две принципиально разные группы погрешностей: 1) систематические или калибровочные и 2) статистические. Калибровочные погрешности характеризуют точность градуировки и юстировки аппаратуры, смещение шкал приборов, наличие помех и неучитываемых эффектов, связанных с аппаратурой. Статистическая точность данных характеризует воспроизводимость результатов измерений. Высокая статистическая точность означает, что результаты измерений получены с малой статистической ошибкой, вызванной статистическими флуктуациями измеряемой величины. В этой главе рассматриваются только статистические характеристики экспериментальных данных.

Выборочное среднее значение. В любой конечной серии измерений нельзя определить точно ни истинное среднее значение, ни дисперсию (стандартное отклонение) распределения, которые соответствуют бесконечному множеству измерений. Введенные ранее истинные средние и дисперсия относились к «бесконечной» статистике, так как при их определении предполагалось или суммирование по бесконечному множеству измерений [формулы (2.1) и (2.12)], или интегрирование в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ [формулы (2.1') и (2.12')].

Реальные измерения всегда содержат некоторую ошибку, равную разности между истинной средней величиной (неизвестной) и измеренной. Истинное значение ошибки также неизвестно, и из анализа результатов измерений можно лишь оценить самую среднюю величину и ее ошибки. Точно так же нельзя получить и истинное распределение измеряемой величины около среднего, а лишь оценку распределения.

Для большинства статистических распределений, включая рассмотренные в этой главе, наиболее точная экспериментальная оценка $\bar{x}$ истинного среднего значения X переменной x

$$\bar{x} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{i=m} x_i \approx X, \quad (2.16)$$

где m — число замеров. С увеличением числа измерений это выборочное среднее $\bar{x}$ все более приближается к X . Часто в ядерной физике вместо термина «выборочное среднее» используют термин «среднее», обозначая его не только $\bar{x}$, но и $\langle x \rangle$ или $\langle x \rangle_{\text{ср}}$.

По результатам m измерений x можно найти оценку истинного значения дисперсии σ^2 неизвестного распределения, используя соотношение

$$\sigma^2 \approx \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^{i=m} (x_i - \bar{x})^2. \quad (2.17)$$

В случае только одного измерения величины x выборочное среднее $\bar{x} \approx x$. При этом дисперсия оказывается неопределенной, поскольку неизвестен разброс экспериментальных данных. Однако если можно предположить, что величины x описываются распределением Пуассона, а для большинства экспериментов в ядерной физике это справедливо, то наилучшей оценкой величины σ^2 будет

$$\sigma^2 \approx \bar{x} \approx x. \quad (2.18)$$

Стандартная ошибка. Обычно целью серии из m измерений какой-либо физической величины $x_1, x_2, x_3, \dots, x_m$ является нахождение ее выборочного среднего $\bar{x}$ и определение вероятности того, что это выборочное среднее отличается от неизвестного истинного среднего X на некоторую величину. Как правило, в качестве такой величины принимают *стандартную ошибку среднего значения*, обозначаемую $\sigma_{\bar{x}}$. В курсах статистики показывается, что если проведено l серий измерений случайной величины x , причем в каждой из l серий величина x измерялась m раз и по этим m измерениям было получено $\bar{x}$, и если l велико, то общее среднее $\bar{x}$ приближается к истинному среднему X , а средние значения $\bar{x}$ распределены около X по нормальному закону с дисперсией

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{l} \sum_{j=1}^{j=l} (\bar{x}_j - X)^2 = \frac{\sigma^2}{l}. \quad (2.19)$$

При этом не обязательно, чтобы x_i были распределены около $\bar{x}$ по нормальному закону. В этой формуле σ — стандартное отклонение распределения отдельных измерений x_i от $\bar{x}_j$. Ясно, что увеличение числа серий измерений l приводит к уменьшению стандартной ошибки среднего значения, в то время как стандартное отклонение σ определяется самим физическим процессом и не зависит от числа измерений. Иными словами, увеличивая число замеров, можно получить выборочное среднее $\bar{x}_j$, отличающееся от истинного среднего сколь угодно мало, но при этом каждое

отдельное измерение будет флуктуировать относительно истинного среднего пропорционально дисперсии σ , и при больших значениях дисперсии эти флуктуации весьма значительны. Например, легко можно измерить средний интервал времени между двумя отсчетами счетчика $\bar{t} = 1/n$ со стандартной ошибкой, меньшей 10^{-4} , в то время как вероятность наблюдать интервал времени, в два и более раза превосходящий средний, равна 0,134.

Из того факта, что распределение $\bar{x}$ около X нормально с дисперсией $\sigma_{\bar{x}}^2$, следует, что вероятность для отдельного $\bar{x}$ оказаться в интервале $X \pm \sigma_{\bar{x}}$ составляет $\pm 0,63$. Для отдельной серии m измерений величины x оценка дисперсии определяется из соотношения (2.17) и согласно (2.19) стандартная ошибка среднего значения

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{m}} \approx \sqrt{\frac{1}{m(m-1)} \sum_{i=1}^{i=m} (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.20)$$

Для распределения Пуассона, у которого дисперсия равна среднему значению, выражение (2.20) можно преобразовать:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{m}} \approx \frac{\sqrt{\bar{x}}}{\sqrt{m}} = \frac{1}{m} \sqrt{m\bar{x}}, \quad (2.21)$$

т. е. в этом случае стандартную ошибку можно вычислить, рассматривая всю совокупность из m измерений x как одно измерение с регистрацией $m\bar{x}$ событий.

Ошибки не прямых измерений. Рассмотренные выше выражения для ошибок относятся к измерениям, в которых случайная величина измеряется непосредственно. В большинстве экспериментов в ядерной физике искомая величина представляет сложную комбинацию из многих непосредственно измеряемых случайных величин, связанных определенными, иногда весьма сложными соотношениями. Такие измерения называются *непрямыми*. Выражение для стандартной ошибки не прямых измерений получают следующим образом. Пусть искомая величина Z связана с несколькими непосредственно измеряемыми величинами $x^{(1)}$, $x^{(2)}$, ..., $x^{(m)}$ известной функцией:

$$Z = f(x^{(1)}, x^{(2)}, x^{(3)}, \dots, x^{(m)}),$$

и пусть $x^{(i)}$ случайны и независимы. Разлагая Z в ряд Тейлора в окрестностях истинных значений Z_0 и $x_0^{(i)}$, составляя соотношение $(Z - Z_0)$, возводя его в квадрат и усредняя по распределениям $x^{(i)}$, можно получить при пренебрежении членами второго порядка малости, что

$$\overline{(Z - Z_0)^2} = \sigma^2 = \sum_{i=1}^{i=m} \left(\frac{\partial f}{\partial x^{(i)}} \right)^2 \sigma^2(x^{(i)}), \quad (2.22)$$

где $\sigma^2(x^{(i)})$ — дисперсии распределений величин $x^{(i)}$. Соотношение (2.22) справедливо лишь при малых по сравнению с $x^{(i)}$ значениях дисперсии $\sigma^2(x^{(i)})$, поскольку при его выводе вводилось предположение о линейной зависимости $f(x^{(i)}, x^{(i)}, \dots, x^{(m)})$ от каждой $x^{(i)}$ в окрестности точки $x_0^{(i)}$.

Если $x^{(i)}$ распределены вокруг $x_0^{(i)}$ по нормальному закону, то и распределение Z вокруг Z_0 тоже нормально, т. е. при многократном повторении опыта по определению Z распределение Z около Z_0 оказалось бы гауссовым.

Так как в обычных опытах в ядерной физике $\sigma^2(x^{(i)})$ малы, а самих $x^{(i)}$ не слишком мало, то распределение Z близко к нормальному, даже если $x^{(i)}$ и не описываются распределением Гаусса. В этом случае стандартную ошибку величины Z , полученной в результате не прямых измерений, определяют из соотношения

$$\sigma_z = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{\partial f}{\partial x^{(i)}} \right)^2 \sigma_{x^{(i)}}^2} . \quad (2.23)$$

При использовании этой формулы необходимо проверять выполнение основных условий: 1) малости $\sigma(x^{(i)})$ по сравнению с $x^{(i)}$ и 2) независимости $x^{(i)}$ друг от друга. Для проверки второго предположения вычисляются корреляционные коэффициенты между $x^{(i)}$, которые представляют члены разложения Z в ряд Тейлора с перекрестными производными. Эти коэффициенты равны нулю, если величины $x^{(i)}$ независимы.

ЛИТЕРАТУРА

1. К а л а ш н и к о в а В. И., К о з о д а е в М. С. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966.
2. Г о л ь д а н с к и й В. И., К у ц е н к о А. В., П о д г о р е ц к и й М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М., «Наука», 1969.
3. И в е н с Р. В сб. «Измерение характеристик ядерных реакций и пучков частиц». Перев. с англ. Под редакцией Л. А. Арцимовича. М., «Мир», 1965.
4. Х у д с о н Д. Статистика для физиков. Перев. с англ. М., «Мир», 1967.

Г л а в а 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Под ядерным излучением обычно понимают потоки частиц, таких, как электроны, протоны, α -частицы, мезоны, нейтроны, фотоны, осколки деления и т. д. Взаимодействия частиц с электронами, атомами, ядрами среды происходят в результате действия различных сил: кулоновских, электромагнитных, ядерных.

Если учесть, что взаимодействия могут быть упругими и неупругими, то количество различных процессов будет велико. Однако будем интересоваться только такими взаимодействиями, в результате которых в данной области энергий частицы теряют наибольшую часть своей энергии. В ядерной физике низких и средних энергий обычно имеют дело с заряженными частицами и фотонами от нескольких десятков килоэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт. Энергетический диапазон нейтронов с этих позиций значительно шире — от сотых долей электронвольта до десятков мегаэлектронвольт. С учетом таких энергетических диапазонов удобно рассмотреть основные виды взаимодействия для следующих видов излучений — тяжелые заряженные частицы, масса которых много больше массы электрона, легкие заряженные частицы (электроны, позитроны), фотоны и нейтроны.

Энергия, потерянная излучением в среде, отнесенная к единице пути в граммах на 1 см^2 , практически не зависит от агрегатного состояния этой среды (газ, жидкость, твердое тело). Поглощенная в среде энергия может явиться причиной различных физических явлений, которые используются для регистрации излучения. Процессы миграции энергии в среде и различные сопровождающие ее явления в существенной степени определяются агрегатным состоянием в среде. В газе, например, при прохождении заряженных частиц образуются свободные электроны и ионы, что изменяет электрическое сопротивление газового объема. В некоторых кристаллах поглощенная энергия частично высвечивается в видимой части спектра электромагнитного излучения. Эти и другие явления, образующиеся при взаимодействии излучения с веществом, и их количественные характеристики будут рассмотрены при изложении физических основ детектирования (гл. 5—9).

§ 3.1. ПРОХОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

Общие замечания. Тяжелые частицы с малым зарядом ($z = 1, 2$) при прохождении в веществе теряют свою энергию главным образом за счет неупругих кулоновских столкновений с атомами вещества. Неупругие столкновения с атомами вызывают ионизацию и возбуждение атомов.

Этот процесс можно рассматривать практически как непрерывный процесс замедления заряженных частиц, поскольку в каждом соударении теряется малая энергия (наибольшая энергия, которая может быть передана электрону, не превышает $4mE/M$, где m — масса электрона; M — масса заряженной частицы; E — ее кинетическая энергия) и частица отклоняется на очень малый угол (максимальное значение угла рассеяния $\Theta_{\text{макс}} \ll m/M$).

В рассматриваемой области энергии потери энергии заряженными частицами за счет упругого кулоновского рассеяния на ядрах малы в сравнении с ионизационными, что связано в основ-

ном с малой вероятностью рассеяния заряженных частиц на большие углы. Однако этот эффект необходимо учитывать при детальном исследовании пути заряженной частицы, поскольку многократные кулоновские рассеяния заряженных частиц на ядрах приводят к заметной дисперсии в направлениях их движения. Ядерные взаимодействия в процессах потерь энергии заряженной частицей начинают вносить заметный вклад при достаточно высоких энергиях, когда энергия заряженной частицы выше кулоновского барьера и ионизационные потери малы. Так, для протонов, замедляющихся в графите, ядерное взаимодействие существенно при энергиях протонов $\gtrsim 30$ Мэв, а для α -частиц — выше 100 Мэв. В то же время в свинце ядерные взаимодействия для протонов существенны при энергиях выше 200 Мэв, а для α -частиц — еще при более высоких энергиях.

Таким образом, в области энергий примерно ниже 50 Мэв для тяжелых заряженных частиц имеет смысл рассматривать только кулоновские взаимодействия с электронами (неупругие; основная причина потерь энергии) и ядрами (упругие; основная причина возникновения дисперсии в направлении движения).

Ионизационные потери энергии. Сравнительно простой расчет в классическом приближении, проведенный Бором, позволил оценить удельные потери энергии заряженными частицами в результате взаимодействия с электронами. Предположим, что частица, движущаяся в направлении x , проходит на расстоянии y (прицельный параметр) от покоящегося свободного электрона. Если считать, что электрон движется медленно при взаимодействии с зарядом частицы, то в силу симметрии электрон получит импульс, направление которого будет перпендикулярно направлению движения частицы. Величина этого импульса по порядку величины будет равна произведению электростатической силы (ze^2/y^2) на время ее действия ($\sim y/v$). Следовательно, энергия, приобретенная электроном при столкновении, будет порядка

$$\left(\frac{ze^2}{y^2}\right)^2 \left(\frac{y}{v}\right)^2 \frac{1}{2m} = \frac{z^2 e^4}{2mv^2 y^2}.$$

Если плотность электронов в среде NZ , то потеря энергии заряженной частицей на единице пути в результате взаимодействия заряженной частицы с электронами в слое $y dy$ будет пропорциональна величине $2\pi NZ \frac{z^2 e^4}{mv^2} \cdot \frac{dy}{y}$. Полная потеря энергии на единице пути в результате взаимодействия со всеми электронами (расположенными на любых возможных y)

$$-\frac{dE}{dx} \approx 2\pi \frac{z^2 e^4}{mv^2} NZ \ln \frac{y_{\text{макс}}}{y_{\text{мин}}}. \quad (3.1)$$

Предельные значения прицельного параметра в (3.1), полученного в предположении взаимодействия заряженной частицы

со свободными электронами, можно определить из следующих соображений. Заметим, что потерянная энергия частиц пропорциональна $1/y$. Тогда

$$\ln \frac{y_{\text{макс}}}{y_{\text{мин}}} = \ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{мин}}}.$$

Из закона сохранения энергии следует, что

$$E_{\text{макс}} = 4 \frac{m}{M} E = 2mv^2.$$

Определение $E_{\text{макс}}$ будет справедливым и в случае связанного электрона, если величина $E_{\text{макс}}$ больше энергии связи электрона. Минимальная энергия, передаваемая электрону в случае связанных электронов, будет определяться энергией возбуждения или энергией связи электрона, которые различны для электронов различных оболочек. Для определенного вида атомов или молекул для характеристики этой минимальной величины потерянной энергии вводят так называемый средний ионизационный потенциал $\bar{I}$. Таким образом,

$$\ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{мин}}} = \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}}.$$

Более детальные расчеты с учетом квантовомеханических и релятивистских эффектов позволили Бете получить следующее, более точное выражение для средней потери энергии частицей на единице пути:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NZ \left\{ \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}} - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2) \right\}, \quad (3.2)$$

где $\beta = v/c$. Величину dE/dx называют часто тормозной способностью вещества.

Расчет удельных потерь энергии по (3.2) справедлив, если скорости частиц не очень малы. Это связано с тем, что при малых скоростях возможны захваты и потери электронов заряженными частицами. Этот процесс не учтен в выражении (3.2). Кроме того, при малых энергиях заряженных частиц средний ионизационный потенциал начинает зависеть от скорости частицы. Последнее обусловлено влиянием энергии связи электронов внутренних оболочек.

Средний ионизационный потенциал изменяется от 15,6 эв для водорода до 810 эв для урана. Для элементов с $Z > 47$ $\bar{I}/Z \approx 8,8 \pm 0,3$.

Зависимость тормозной способности воздуха от энергии для различных частиц показана на рис. 3.1. Видно, что частицы с оди-

наковыми зарядами при энергиях выше сотен миллионов электронвольт имеют практически одинаковые удельные потери. Очевидно, что если построить величины dE/dx в функции скорости

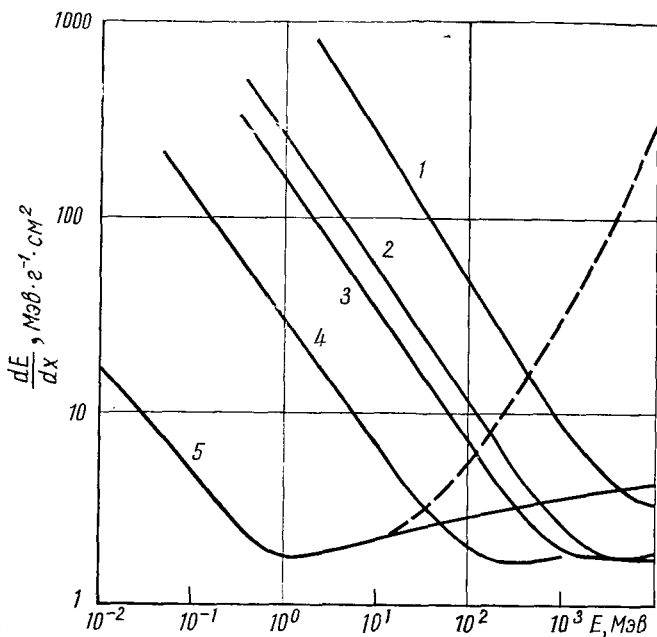


Рис. 3.1. Зависимость средних потерь энергии в воздухе при нормальных условиях различных частиц от кинетической энергии:

1 — α -частицы; 2 — дейтроны; 3 — протоны; 4 — μ -мезоны; 5 — электроны (пунктир — с учетом радиационных потерь).

частиц, то они были бы одинаковыми во всей области энергий для частиц с одинаковым z .

Связь между энергией и длиной пробега. Как уже было отмечено выше, путь тяжелых заряженных частиц в веществе будет практически прямолинейным, а разброс длин путей невелик, поэтому в этом случае можно говорить о длине пробега заряженных частиц в веществе. Правда, это будет справедливым не для всех частиц, поскольку в результате ядерного или кулоновского взаимодействия с ядром небольшая доля частиц может резко изменить направление своего движения или даже поглотится ядром. Ниже вычислим длину пробега частицы и его связь с энергией, не принимая во внимание кулоновское и ядерное взаимодействия частиц с ядрами.

Зная зависимость тормозной способности данного вещества от энергии частицы, можно вычислить длину пробега частицы, замедлившейся от начального значения энергии E_0 до конечного

E_1 . Длину пробега частицы с зарядом z и массой M в веществе с атомным номером Z можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{R}_{zM} = - \int_{E_1}^{E_0} \frac{dE}{(dE/dx)} = \frac{m}{4\pi e^4 z^2 NZ} \int_{E_1}^{E_0} \frac{v^2 dE}{B(v)}, \quad (3.3)$$

где

$$B(v) = \ln \frac{2mv^2}{I} - \beta^2 - \ln(1 - \beta^2).$$

Ограничиваясь нерелятивистским случаем ($\beta^2 \ll 1$) и принимая во внимание, что $dE = Mv dv$, получаем

$$\mathcal{R}_{zM} = \frac{Mm}{4\pi e^4 z^2 NZ} \int_{v_1}^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln \frac{2mv^2}{I}}. \quad (3.4)$$

Введем новую переменную $x = 2mv^2/\bar{I}$ и проинтегрируем (3.4):

$$\mathcal{R}_{zM} = \frac{M\bar{I}^2}{8\pi e^4 z^2 mNZ} \left\{ \ln |\ln x| + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{2 \ln x}{nn!} \right)^n \right\} \Bigg|_{x_1 = \frac{2mv_1^2}{\bar{I}}}^{x_0 = \frac{2mv_0^2}{\bar{I}}}. \quad (3.5)$$

Из формул (3.4) и (3.5) видно, что при замедлении частиц от скорости v_0 до v_1 длина их пробега является функцией скорости, коэффициент пропорциональности перед которой содержит характеристики частицы M/z^2 и среды NZ . Поэтому отношение длин пробегов разных частиц с одинаковыми начальными и конечными скоростями определяется следующим соотношением:

$$\frac{\mathcal{R}_{z_1 M_1}}{\mathcal{R}_{z_2 M_2}} = \frac{M_1 z_2^2}{M_2 z_1^2}. \quad (3.6)$$

Вычисление длин пробегов по соотношениям (3.4) и (3.5) возможно только до таких значений $v_1 \neq 0$, пока справедливо (3.2). Более того, при $v_1 = 0$ формула (3.5) обращается в бесконечность. Отношения полных длин пробегов (до $v_1 = 0$) частиц с одинаковыми зарядами и одинаковыми начальными скоростями прямо пропорциональны их массам.

Но отношение длин полных пробегов для частиц с разными зарядами уже не определяется (3.6), поскольку их поведение при малых скоростях (изменение среднего ионизационного потенциала, потеря и приобретение электронов) различно. Поправка не очень значительна. Так, длины пробега протонов и α -частиц связаны следующим соотношением:

$$\mathcal{R}_p = 1,007 R_\alpha - 0,20, \quad (3.7)$$

где R_p и R_α — длины пробега протона и α -частицы с начальными скоростями v в воздухе при 15°C и давлении 760 мм рт. ст. , см.

Для оценки длины пробега протонов в воздухе при нормальных условиях можно пользоваться следующей приближенной формулой, справедливой от нескольких мегаэлектронвольт до 200 Мэв :

$$R_p = \left(\frac{E}{9,3} \right)^{1,8}, \quad (3.7)$$

где R_p — длина пробега протона, м; E — его энергия, Мэв. Аналитическое выражение, хотя и приближенное, связывающее длину

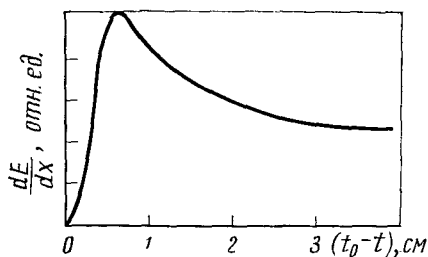


Рис. 3.2. Зависимость удельных потерь энергии α -частицей от остаточного пробега.

пробега частицы с ее энергией, очень полезно для многих приближенных расчетов.

Длины пробегов заряженных частиц, выраженные в числе грамм вещества на 1 см^2 , увеличиваются с ростом атомного номера вещества. С одной стороны, это связано с элементарной причиной — с ростом атомного номера вещества уменьшается число электронов в 1 г этого вещества. С другой стороны, — с ростом

Z увеличивается и величина среднего ионизационного потенциала, что приводит к уменьшению тормозной способности вещества. Сказанное можно проиллюстрировать следующими цифрами: длина пробега протона с энергией 10 Мэв составляет $0,34 \text{ г/см}^2$ в свинце, $0,21 \text{ г/см}^2$ в меди; $0,15 \text{ г/см}^2$ в воздухе и лишь $0,055 \text{ г/см}^2$ в водороде.

Отношения длин пробегов заряженных частиц в газах при одинаковых давлениях определяются числом электронов в молекуле газа. Если не принимать во внимание изменение ионизационного потенциала I , то отношения длин пробегов будут обратно пропорциональны числу электронов в молекулах газа. Это замечание имеет особенно большое значение при оценке длин пробегов заряженных частиц в газах со сложными молекулами. Так, длина пробега в метане приблизительно в 5 раз меньше, чем в водороде, при том же давлении.

В некоторых случаях интересна зависимость dE/dx от пути, пройденного частицей в веществе. Из формулы (3.2) следует, что dE/dx к концу длины пробега частиц растет. Зависимость dE/dx от величины остаточного пробега называют кривой Брэгга. Типичная форма кривой Брэгга показана на рис. 3.2.

Разброс величин длин пробегов. Измеренные величины длин пробегов частиц с одинаковой энергией оказываются несколько различными друг от друга. Это связано с тем, что при замедлении

частица теряет энергию хотя и малыми, но различными порциями за счет конечного числа столкновений. Разброс в величине длин пробегов частиц можно измерить, например, регистрируя число частиц, прошедших различные толщины вещества (рис. 3.3).

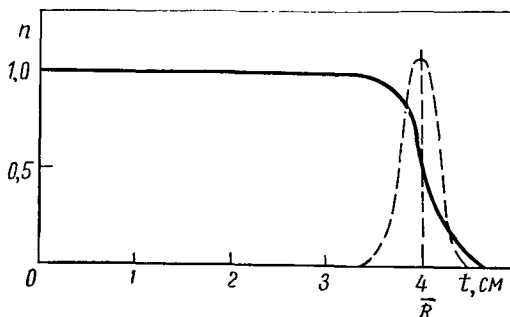


Рис. 3.3. Зависимость числа n частиц, прошедших слой поглотителя, от t . Пунктиром показана производная этой зависимости.

Если измеренное распределение продифференцировать, то получим распределение пробегов $p(\mathcal{R})$ вблизи среднего значения $\bar{\mathcal{R}}$, которое достаточно хорошо описывается распределением Гаусса:

$$p(\mathcal{R}) d\mathcal{R} = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{\mathcal{R}}}} e^{-\frac{(\mathcal{R} - \bar{\mathcal{R}})^2}{2D_{\mathcal{R}}}} d\mathcal{R}, \quad (3.8)$$

где $D_{\mathcal{R}}$ — дисперсия распределения $p(\mathcal{R})$. Были вычислены величины дисперсии $D_{\mathcal{R}}$ и найдены среднеквадратичные относительные отклонения $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$. Для пробегов протонов в воздухе, например, при $\mathcal{R} = 3$ см, $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 2\%$, при $\mathcal{R} = 10^3$ см $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 1,4\%$ и при $\mathcal{R} = 10^5$ см $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \sim 0,8\%$.

Значение упругих кулоновских взаимодействий заряженных частиц с ядрами растет с увеличением атомного номера ядер среды, поэтому для веществ с большим атомным номером разбросы длин пробегов больше. Для свинца, например, они примерно в полтора раза больше, чем для воздуха. Сравнительно небольшие флуктуации в величинах длин пробегов заряженных частиц позволяют определять энергии частиц по измеренным длинам пробегов.

Упругое рассеяние заряженных частиц атомами. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами может привести к заметному изменению направления движения частицы и ее энергии. Вероятность кулоновского столкновения заряженной частицы с ядром описывается формулой Резерфорда. В предположении, что масса частицы мала в сравнении с массой ядра, эта формула имеет

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{z^2 Z^2 e^4}{16E^2 \sin^4(\Theta/2)}, \quad (3.9)$$

где $d\sigma/d\Omega$ — сечение рассеяния на ядре с зарядом Z частицы с зарядом z и кинетической энергией E в направлении угла Θ относительно своего первоначального движения. Проинтегрировав выражение (3.9), можно получить интегральное сечение рассеяния на углы, превышающие угол Θ_1 :

$$\sigma(\Theta_1) = \frac{\pi e^4 z^2 Z^2}{4E^2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\Theta_1}{2}. \quad (3.10)$$

Для очень малых значений углов формулы (3.9) и (3.10) несправедливы, поскольку при их выводе не учтена экранировка заряда ядра электронами оболочки. Приведенные сечения рассеяния позволяют вычислить средний угол отклонения частицы при ее движении от прямолинейного и среднюю потерю энергии на единице пути в результате упругих столкновений.

При прохождении заряженной частицы в веществе происходит большое число отклонений на малые углы, и частицы после прохождения данного слоя t будут иметь некоторое распределение по углам $p(\Theta)$. Распределение $p(\Theta)$ обладает азимутальной симметрией и с хорошей точностью при большом числе столкновений описывается следующей формулой:

$$p(\Theta) d\Theta = \frac{2\Theta}{D_\Theta} e^{-\frac{\Theta^2}{D_\Theta}} d\Theta. \quad (3.11)$$

Приведенное распределение получено в предположении, что проекции углов рассеяния распределены по закону Гаусса. Средний квадрат угла рассеяния при прохождении частицей пути t можно вычислить, используя известную зависимость (3.9) сечения рассеяния от угла Θ , т. е.

$$D_\Theta = \langle \Theta^2 \rangle = \int_{\Theta_{\min}}^{\Theta_1} \frac{d\sigma}{d\Omega} N t \Theta^2 d\Omega. \quad (3.12)$$

Здесь следует обратить особое внимание на пределы интегрирования. Предположение о большом числе столкновений на рассматриваемой толщине слоя вещества t должно быть справедливым для углов $\Theta < \Theta_1$. Обычно выбирают значение угла Θ_1 таким, чтобы при заданной толщине слоя t в среднем происходило одно отклонение на угол $\Theta > \Theta_1$. Если величину интегрального сечения (3.10) умножить на число атомов в единице объема N и на длину пути t , то это произведение даст среднее число столкновений на пути t с рассеянием частицы на углы больше задан-

ного Θ_1 . Таким образом, можно найти для заданной длины пробега частицы t такую величину Θ_1 , для которой число рассеяний на углы $\Theta > \Theta_1$ равно единице. Принимая во внимание [см. формулы (3.9)], что значения Θ_1 при разумных (по крайней мере не больших полной длины пробега) значениях t , малы, имеем

$$\Theta_1^2 \approx \frac{\pi e^4 z^2 Z^2}{E^2} Nt. \quad (3.13)$$

Нижний предел интегрирования в уравнении (3.12) определяется эффектами экранирования заряда ядра электронной оболочкой. Наименьшую величину угла отклонения при одном столкновении заряженной частицы с атомом можно положить по порядку величин равным отношению длины волны частицы $\lambda = \hbar/p$ к эффективному радиусу экранирования $a_0 Z^{-1/3}$ [a_0 — боровский радиус; $a_0 = \hbar^2/me^2$]. Это дает значение

$$\Theta_{\min} \approx \frac{Z^{1/3} m e^2}{p \hbar}. \quad (3.14)$$

Поскольку величины Θ_1 малы, то в (3.12) при интегрировании можно считать $\sin^4(\Theta/2) = \Theta^4/16$, и тогда

$$\langle \Theta^2 \rangle \approx \frac{2\pi e^4 z^2 Z^2}{E^2} Nt \ln \frac{\Theta_1}{\Theta_{\min}}. \quad (3.14')$$

Если энергию заряженной частицы выразить в мегаэлектронвольтах, толщину в граммах на 1 см^2 и принять во внимание (3.13) и (3.14), то

$$\langle \Theta^2 \rangle \approx 0,078 \frac{z^2 Z^2 t}{AE^2} \ln 1,06 \cdot 10^2 \frac{z Z^{1/3}}{\beta} \sqrt{\frac{t}{A}}, \quad (3.14'')$$

где $\beta = v/c$; A — атомный вес вещества.

В релятивистском случае, когда кинетическая энергия частицы много больше энергии массы покоя, можно воспользоваться формулой (3.14''), заменив E^2 на $p^2 \beta^2 c^2/4$. В первом приближении в данной среде величина $\langle \Theta^2 \rangle$ для релятивистских частиц оказывается пропорциональной $z^2 t/p^2 \beta^2$.

При использовании формул для оценок $\langle \Theta^2 \rangle$ следует помнить, что расчеты проведены для частиц, масса которых мала в сравнении с массой ядер атомов рассеивателей, и что на пути пробега t скорость частицы предполагалась постоянной.

Для протонов с энергией 20 Мэв , прошедших путь в меди $0,4 \text{ г/см}^2$ (это составляет приблизительно $1/5$ длины пробега), величина $\langle \Theta^2 \rangle \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

Чтобы вычислить среднюю потерю энергии на единице пути заряженной частицей в результате упругих соударений, необходимо сечение упругого рассеяния (3.9) умножить на потерю энергии при одном столкновении $\Delta E(\Theta)$ и проинтегрировать по всем

возможным углам рассеяния, т. е.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} = \frac{Nz^2Z^2e^4}{16E^2} \int_{\Theta_{\text{мин}}}^{\pi/2} \frac{2\pi \sin \Theta}{\sin^4 \Theta/2} \Delta E(\Theta) d\Theta. \quad (3.15)$$

Потерю энергии при одном столкновении $\Delta E(\Theta)$ можно вычислить из законов сохранения энергии и импульса:

$$\Delta E(\Theta) = E \left\{ 1 - \frac{M^2}{(M + M_A)^2} \left[\sqrt{\left(\frac{M_A}{M}\right)^2 - \sin^2 \Theta} + \cos \Theta \right]^2 \right\}. \quad (3.16)$$

В предположении, что отношение массы частицы M к массе ядра M_A , на котором происходит рассеяние, меньше 0,2, можно считать

$$\sqrt{\left(\frac{M_A}{M}\right)^2 - \sin^2 \Theta} \approx \frac{M_A}{M} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{M}{M_A}\right)^2 \sin^2 \Theta \right\}. \quad (3.17)$$

После интегрирования (3.15) получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{упр}} = \frac{2\pi z^2 Z^2 e^4 N M}{M_A E} & \left\{ |\ln \sin \Theta_{\text{мин}}/2| + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \frac{M_A^2 - M M_A - M^2}{(M + M_A)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Интересно сравнить потери энергии в результате упругих соударений с ядрами с ионизационными потерями энергии:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{упр}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \approx \frac{Zm}{M_A} \frac{\left\{ |\ln \sin \Theta_{\text{мин}}/2| + \frac{1}{2} \frac{M_A^2 - M M_A - M^2}{(M + M_A)^2} \right\}}{\ln \frac{2mv^2}{I}}. \quad (3.19)$$

Из формулы (3.19) следует, что при данной скорости значение упругих соударений растет с увеличением массы заряженной частицы [за счет уменьшения $\Theta_{\text{мин}}$, см. формулу (3.14)] и атомного номера вещества (в основном за счет увеличения $\bar{I}$). Отношение $(dE/dx)_{\text{упр}}/(dE/dx)_{\text{ион}}$ уменьшается с ростом скорости (энергии) частиц. Так, если для протонов с энергией 10 Мэв потери энергии за счет упругих столкновений в алюминии составляет 0,09% и при энергии 100 Мэв — 0,06%, то в свинце при тех же энергиях потери за счет упругих столкновений составляют 0,17 и 0,06% соответственно. Альфа-частицы с энергией 100 Мэв за счет

упругих столкновений теряют в алюминии 0,08% и в свинце 0,1% своей энергии.

Потери энергии осколками деления. Образующиеся при делении ядер продукты деления — элементы с массовыми числами от 70 до 160 — называют осколками деления. Осколки деления при делении ядер нейтронами с не очень большими энергиями (< 20 Мэв) группируются в две группы со средними массовыми числами 95 и 140 и зарядами 38 и 54. Средняя энергия легких осколков около 100 Мэв, а тяжелых — 65 Мэв. Сразу же после деления легкий осколок имеет заряд $+20e$, а тяжелый — $+22e$. Средняя длина пробега легких осколков деления в воздухе при нормальных условиях около 2,7 см, а тяжелых — 2,1 см.

Процесс торможения осколков деления в среде существенно отличается от аналогичного для других заряженных частиц, таких как протоны и α -частицы. Основное различие в процессах торможения обусловлено тем, что протоны и α -частицы почти на всей длине пробега сохраняют свой заряд. Захват и потеря электронов имеют значительные вероятности только в самом конце пробега. У осколков деления при торможении положительный заряд непрерывно уменьшается. Это приводит к уменьшению ионизационных потерь энергии и, следовательно, к увеличению доли потерь энергии, связанных с упругими кулоновскими столкновениями с ядрами. Такое увеличение значения упругих кулоновских столкновений можно понять из следующих качественных соображений. Ионизационные потери пропорциональны $(z_1^{эфф})^2 Z_2/m$, где $z_1^{эфф}$ — эффективный заряд осколка (в первом приближении при полном экранировании заряда ядра электронной оболочкой это разность заряда ядра осколка и числа электронов в оболочке); Z_2 — число электронов в атоме тормозящего вещества; m — масса электрона. Потери энергии, обусловленные ядерными столкновениями, пропорциональны $z_1^2 Z_2^2 / M_2$ [см. формулу (3.18)], где M_2 — масса ядра среды. В (3.18) входит полное значение заряда ядра z_1 , так как кулоновские столкновения осколков с ядрами происходят на таких близких расстояниях, что можно пренебречь экранировкой заряда ядра электронной оболочкой. Следовательно, отношение потерь энергии, обусловленных столкновениями с ядрами, к ионизационным при выбранной скорости осколков деления приблизительно равно $(Z_2 m / M_2) (z_1 / z_1^{эфф})^2$. Это отношение для протонов и α -частиц мало, поскольку $(z_1 / z_1^{эфф})^2 = 1$, а для осколков деления даже в начале пробега $(z_1 / z_1^{эфф})^2 \sim 3 \div 5$, а в конце пробега эта величина в 100 и более раз больше.

Изменение эффективного заряда осколков приводит к тому, что удельные ионизационные потери энергии dE/dx имеют наибольшее значение в начале пробега осколка и быстро уменьшаются к концу пробега (для протонов и α -частиц dE/dx наибольшая в конце пробега, см. рис. 3.2). Из-за сравнительно большой вероятности упругих кулоновских столкновений с ядрами для осколков деления значение среднего квадрата угла рассеяния оказывается

больше, чем для протонов и α -частиц. По этой же причине следы осколков деления сопровождаются короткими следами ядер отдачи с большой плотностью ионизации.

Вторичные электроны при торможении тяжелых частиц. При каждом ионизационном столкновении заряженной частицы с атомом выбивается один или несколько электронов. Наиболее быстрые из этих электронов способны создавать вторичную ионизацию, по которой эти вторичные электроны можно зарегистрировать в трековых приборах. Вторичные электроны, энергия которых велика в сравнении с энергией ионизации, называют δ -электронами. Вычислим количество δ -электронов, создаваемых заряженной частицей на единице пути. Рассматривая кулоновское взаимодействие свободных покоящихся электронов с заряженными частицами, можно записать сечение образования δ -электрона с энергией E_δ *:

$$d\sigma = \frac{2\pi e^4 z^2}{mv^2} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2}, \quad (3.20)$$

где v — скорость заряженной частицы. Электроны, вылетающие в направлении движения частицы, обладают наибольшей энергией, равной $4(m/M)E$, поэтому приведенное выражение справедливо при $E_\delta \leq 4(m/M)E$.

Умножая $d\sigma$ на число электронов в 1 см^3 среды NZ , получаем число δ -электронов, образующихся на 1 см пути заряженной частицы, $dN_\delta = NZ d\sigma$. Интегрируя (3.20), получим количество δ -электронов с энергией $E_\delta > E'_\delta$, образующихся на 1 см длины пробега заряженной частицы:

$$N_\delta = \frac{2\pi e^4 z^2 NZ}{mv^2} \left(\frac{1}{E'_\delta} - \frac{M}{4mE} \right). \quad (3.21)$$

В азоте при нормальных условиях протоны со скоростью v образуют

$$N_\delta = \frac{4,7 \cdot 10^{-2}}{\beta^2} \left(\frac{1}{E'_\delta} - \frac{10^{-3}}{1,02\beta^2} \right), \quad (3.22)$$

где E'_δ — минимальная энергия δ -электрона, кэв; $\beta = v/c$ для заряженной частицы.

При энергии протонов 10 Мэв ($\beta = 0,146$) на 1 см длины пробега появится около $0,33$ δ -электронов с энергией выше 5 кэв .

* Сечение образования электрона с энергией E_δ при прохождении заряженной частицы на расстоянии y от него можно записать так: $d\sigma = 2\pi y dy$. Используя связь между E_δ и y ($E_\delta = z^2 e^4 / 2mv^2 y^2$), легко получить формулу (3.20).

§ 3.2. ПРОХОЖДЕНИЕ β -ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ

Электроны с относительно малыми энергиями ($\leq 2 \text{ Мэв}$) при прохождении в веществе теряют свою энергию за счет ионизации и возбуждения атомных электронов так же, как и тяжелые заряженные частицы. Однако в отличие от тяжелых заряженных частиц электрон в одном соударении может потерять значительную часть своей энергии и рассеяться на большие углы. Это означает, что флуктуации в длинах пробега электронов будут значительно больше и путь электрона в среде далеко не такой прямолинейный, как для тяжелых заряженных частиц. При больших энергиях потери энергии электроном происходят еще за счет электромагнитного излучения в электрическом поле ядер тормозящего вещества. Электрон, движущийся с ускорением, излучает энергию, пропорциональную квадрату ускорения. В кулоновском поле ядер ускорение пропорционально заряду ядра и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому потери энергии за счет электромагнитного излучения (тормозного излучения) не существенны для тяжелых заряженных частиц, поскольку их массы много больше массы электрона. При прохождении электронов в веществе большое значение (в сравнении с тяжелыми заряженными частицами) имеют упругие столкновения электронов с атомами. Это обусловлено, с одной стороны, тем, что, имея малую массу, они могут рассеиваться в электрическом поле атома на большие углы, пролетая на больших расстояниях от ядра. С другой — малая масса электрона делает длину его полного пробега гораздо больше длины пробега тяжелой частицы с такой же энергией. Поэтому общее число актов упругого рассеяния на атомах при определенной потере энергии значительно больше для электрона, чем для тяжелой частицы.

Ионизационные потери энергии. При соударениях электронов друг с другом они могут терять значительную часть своей энергии (в среднем до $1/2$). Но если считать, что первичный электрон всегда обладает большей энергией, чем электрон отдачи, то его потери в среднем составят $1/4$. Расчеты потерь энергии на единице пути также были проведены Бете. В наиболее общей форме эти потери определяются следующей формулой:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{mv^2} NZ \left\{ \ln \frac{mv^2}{2I^2} \cdot \frac{E}{(1-\beta^2)} - \right. \\ \left. - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\}, \quad (3.23)$$

где E — кинетическая энергия электрона; $\beta = v/c$; остальные обозначения те же, что и в формуле (3.2).

Для медленных электронов

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{mv^2} NZ \ln \frac{mv^2}{2I} \sqrt{\frac{e}{2}}, \quad (3.24)$$

где e — основание натурального логарифма.

Величины dE/dx для электронов показаны на рис. 3.1. Это средние величины. Флуктуации потерь энергии электроном существенно больше, чем для тяжелых заряженных частиц, что связано с большим диапазоном энергий, которую электрон может

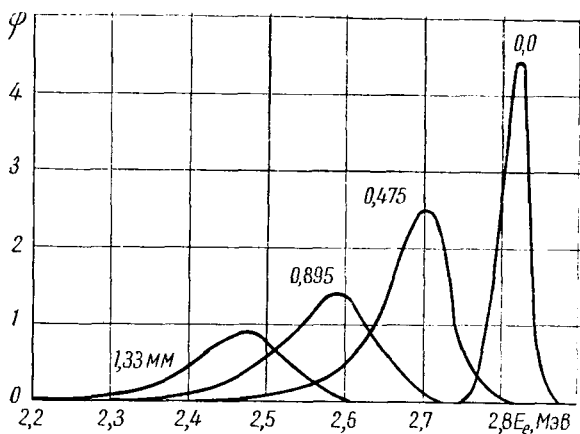


Рис. 3.4. Распределение электронов по энергиям после прохождения через слой графита различной толщины. Начальная энергия электронов 2,82 Мэв.

потерять в одном соударении. Энергетическое распределение электронов после прохождения через графит различной толщины показано на рис. 3.4. Конечно, в этом случае распределение электронов по энергиям после прохождения данной толщины графита обусловлено не только флуктуациями в потерях энергии. Не меньшее значение имеют и многократные упругие соударения электронов с атомами, что приводит к увеличению пути части электронов в поглотителе. Но и в том случае, когда исключают влияние многократного рассеяния (в камере Вильсона, например, можно проследить пути отдельных электронов), разброс потерь энергии на определенном участке траектории велик.

Радиационные потери энергии. При ускоренном движении электроны испускают электромагнитное излучение, которое обычно называют тормозным. Кванты тормозного излучения имеют непрерывный спектр, верхняя граница которого определяется энергией электронов. Если известно сечение испускания фотона с частотой ν при взаимодействии электрона с энергией E с атомами среды $\sigma(E, \nu)$ (см²·сек)/атом, то радиационные удельные

потери энергии можно записать в следующем виде:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = N \int_0^{v_{\text{макс}}} h\nu \sigma(E, \nu) d\nu, \quad (3.25)$$

где N , как и раньше, — число атомов в единице объема среды, а $v_{\text{макс}} = E/h$. Вероятность испускания фотонов тормозного излучения в поле атомного ядра и в поле электронов примерно пропорциональна величине ν^{-1} , поэтому радиационные потери энергии примерно пропорциональны энергии электронов.

Очень удобно для описания радиационных потерь ввести некоторое эффективное сечение $\sigma_{\text{рад}}$, которое практически не зависит от энергии. Введенное среднее сечение радиационных потерь равно интегралу в уравнении (3.25), деленному на энергию электрона, т. е.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = NE\sigma_{\text{рад}}. \quad (3.26)$$

Если энергии электронов удовлетворяют условию $E \gg 137 mc^2/Z^{1/3}$, то $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от энергии и составляет примерно $2 \cdot 10^{-27} Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$. При меньших энергиях электронов $\sigma_{\text{рад}}$ является функцией энергии, но эта зависимость слабая:

$$\sigma_{\text{рад}} \approx 6 \cdot 10^{-28} Z^2 \left(4 \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3}\right).$$

Сравним потери энергии при неупругих соударениях и на излучение. Потери на ионизацию при $v \approx c$ пропорциональны Z и логарифму энергии, а потери на излучение растут линейно с энергией и пропорциональны Z^2 , поэтому при больших энергиях потери на излучение преобладают. Можно ввести критическую энергию электрона $E_{\text{кр}}$, при которой ионизационные потери и потери на излучения сравнимы. Ниже этой энергии преобладают потери ионизационные, а выше — потери на излучение. Бете и Гайтлер дают приближенное соотношение между ионизационными и радиационными потерями:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{ион}}}{(dE/dx)_{\text{рад}}} \approx \frac{EZ}{1600 mc^2}, \quad (3.27)$$

отсюда и значение критической энергии $E_{\text{кр}} = 800/Z$ Мэв. В тяжелых элементах, таких, как свинец, радиационные потери преобладают уже при энергиях электронов выше 10 Мэв.

Для тех случаев, когда $E > E_{\text{кр}}$ и когда $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от E , логарифм удельной потери энергии электрона изменяется пропорционально пройденному расстоянию электрона в среде [см.

формулу (3.26)]. Расстояние, на котором энергия электрона уменьшается в e раз за счет излучения, называют радиационной длиной X_0 . Из (3.26), считая, что $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от энергии, легко получить

$$X_0 = \frac{1}{N\sigma_{\text{рад}}}.$$

Тогда

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) \frac{1}{E} = \frac{1}{X_0}. \quad (3.28)$$

Радиационные длины изменяются от $X_0 = 5,8 \text{ г/см}^2$ для свинца до $X_0 = 85 \text{ г/см}^2$ для гелия.

Торможение электронов используют для получения интенсивных потоков γ -квантов и нейтронов (см. гл. 1), поэтому несколько

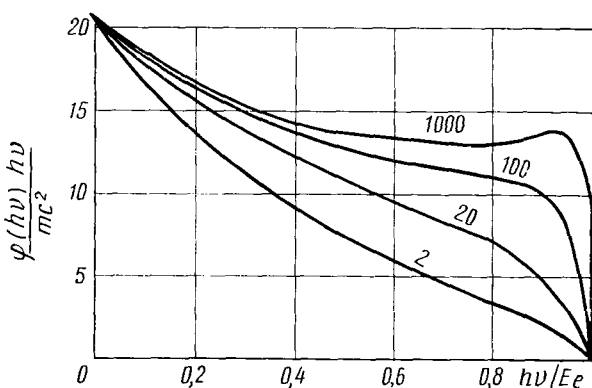


Рис. 3.5. Энергетическое распределение интенсивности тормозного излучения, испускаемого электронами разных энергий (энергии указаны в единицах m_0c^2 цифрами у кривых) при торможении в тонкой свинцовой мишени.

По оси ординат отложено произведение энергии γ -кванта на число квантов в единичном энергетическом интервале.

подробнее остановимся на характеристиках тормозного излучения. Энергетическое распределение интенсивности тормозного излучения, испускаемого при торможении электронов в тонкой свинцовой мишени, дано на рис. 3.5. В случае толстой мишени, размеры которой больше нескольких радиационных длин, спектр будет другим. Чтобы его получить, необходимо усреднить приведенные спектры, принимая во внимание ионизационные потери и зависимость $\sigma_{\text{рад}}(E)$.

В среднем на пробеге, равном радиационной длине, электрон с энергией выше $E_{\text{кр}}$ испускает один фотон с энергией, сравнимой с его собственной энергией, и несколько квантов с гораздо мень-

шей энергией. Кванты с энергией выше $1,02 \text{ Мэв}$ могут образовывать электрон-позитронные пары. Таким образом, образуются электронно-фотонные ливни.

Угловое распределение тормозного излучения имеет ярко выраженную направленность. Так, при релятивистских энергиях электронов средний угол испускания квантов тормозного излучения составляет $m_0 c^2/E$, где E — энергия электрона. Величина среднего угла не зависит от энергии квантов тормозного излучения. Это свойство тормозного излучения позволяет использовать его как источник для исследования фотоядерных реакций.

Длина пробега электронов. Строгое теоретическое рассмотрение прохождения электронов через толстые слои вещества очень сложно из-за многократного рассеяния и потерь энергии. Многократное рассеяние электронов можно характеризовать средним углом отклонения, как это уже было сделано для тяжелых заряженных частиц. Однако такое рассмотрение справедливо для малых толщин материала, когда потери энергии электроном в этом слое незначительны. Если быстрый электрон входит в вещество, то вначале рассеяние на большие углы маловероятно. В результате ионизационных и радиационных потерь энергия электрона уменьшается и все большее значение приобретает рассеяние на большие углы. Средний угол отклонения электронов возрастает с увеличением пройденного пути в фольге. Затем после большого числа актов рассеяния на большие углы электрон «забывает» о своем первоначальном направлении, и перемещение электронов можно рассматривать как диффузию. В силу такого сложного процесса многократного рассеяния число электронов, прошедших слой заданной толщины, уменьшается с ростом толщины этого слоя. Зависимость числа электронов, прошедших слой вещества заданной толщины, от толщины слоя называют функцией ослабления. На рис. 3.6 показаны функции ослабления моноэнергетических пучков электронов в алюминии. Как видно из рисунка, очень сложно определить длину пробега электронов данной энергии, который, хотя и имеет большую дисперсию, но является конечной величиной. Обычно вводят так называемую экстраполированную длину пробега, которую определяют по пересечению продолжения линейного участка функции ослабления с осью абсцисс. Оказалось, что экстраполированная длина пробега линейно связана с энергией электронов. Например, для алюминия

$$\mathcal{R} [\text{г/см}^2] = 0,526 E [\text{Мэв}]. \quad (3.29)$$

Ослабление в фольгах электронов β -распада * ядер имеет экспоненциальный характер. В этом случае определение экстраполи-

* При β -распаде ядер электроны имеют непрерывное энергетическое распределение, простирающееся до некоторой энергии, называемой граничной энергией. Спектр электронов при β -распаде описан в гл. 1 [см. формулу (1.1)].

рованной длины пробега осложняется. Тем не менее полученные экстраполированные длины пробегов для β -частиц в функции граничной энергии β -спектра близки к данным для электронов

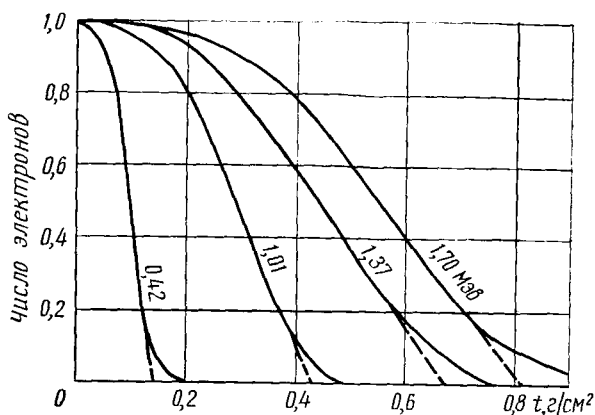


Рис. 3.6. Зависимость числа электронов, прошедших слой поглотителя t , от толщины этого поглотителя. Пересечение пунктирной прямой с осью абсцисс дает величину экстраполированной длины пробега.

(3.29). Так, для граничных энергий β -спектров выше $0,8 \text{ Мэв}$ экстраполированные длины пробегов в алюминии

$$\mathcal{R}[\text{г/см}^2] = 0,542 E_{\beta} [\text{Мэв}] - 0,133. \quad (3.30)$$

§ 3.3. ПРОХОЖДЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Процесс замедления γ -квантов в среде нельзя считать непрерывным, как это было сделано для тяжелых заряженных частиц, поскольку при взаимодействии с электронами и атомами среды γ -квант теряет или всю свою энергию (поглощение), или значительную часть своей энергии (рассеяние). В последнем случае в результате взаимодействия γ -квант существенно изменяет и направление своего движения. Поэтому достаточно одного взаимодействия, чтобы вывести γ -квант из первоначально параллельного пучка γ -квантов.

В силу этих особенностей (см. гл. 2) параллельный пучок γ -квантов при прохождении через толщину материала t ослабляется по экспоненциальному закону:

$$n = n_0 e^{-\mu t}, \quad (3.31)$$

где n_0 — число γ -квантов, падающих на слой толщиной t ; n — число γ -квантов с той же энергией и с тем же направлением после слоя материала; μ — коэффициент пропорциональности, называе-

мый линейным коэффициентом ослабления и имеющий размерность см^{-1} .

Так как характер ослабления γ -излучения экспоненциальный, то имеется всегда малая, но не нулевая вероятность пройти γ -кванту без соударений очень большие толщины материалов. Поэтому пробеги γ -квантов между соударениями могут значительно отличаться от среднего пробега.

Физический смысл коэффициента пропорциональности в формуле (3.31) следующий: пучок γ -квантов ослабляется в e раз на пути $1/\mu$. Величина $1/\mu$ — средний свободный пробег γ -кванта в веществе до соударения. Это легко получить, если принять во внимание, что $e^{-\mu t}$ — вероятность γ -кванту пройти путь t без соударения. Тогда по определению средний путь будет равен отношению

$$\int_0^{\infty} t \exp(-\mu t) dt / \int_0^{\infty} \exp(-\mu t) dt = 1/\mu.$$

Если ввести полное сечение взаимодействия γ -квантов с одним атомом σ , то $\mu = N\sigma$ (N — число атомов в 1 см^3 вещества).

Известно большое число различных взаимодействий электромагнитного излучения с электронами, атомами и ядрами среды. Для регистрации γ -квантов и особенно для их ослаблений в среде практическое значение имеют следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект), рождение γ -квантом в поле атома пары позитрон — электрон (образование пар) и рассеяние γ -квантов на свободных электронах (комптоновское рассеяние). Полное сечение взаимодействия γ -квантов с атомами σ складывается из сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$, сечения комптоновского рассеяния $\sigma_{\text{к}}$ и сечения образования пар $\sigma_{\text{п}}$.

Для регистрации γ -квантов имеет значение еще и ядерный фотоэффект (фотоядерные реакции), однако его сечение в области энергий до десятков мегаэлектронвольт незначительно в сравнении с сечением взаимодействия γ -квантов с электронами.

Фотоэффект. При фотоэффекте вся энергия падающего кванта $h\nu$ затрачивается на вырывание электрона из атома. Энергию электрона можно определить из следующего соотношения:

$$E_e = h\nu - I, \quad (3.32)$$

где I — энергия связи электрона. Из приведенного соотношения ясно, что фотоэффект возможен только в тех случаях, когда $h\nu > I$. Поэтому сечение фотоэффекта претерпевает резкие скачки при энергиях, равных энергиям ионизации K -, L -...оболочек.

Расчеты сечения фотоэффекта показали, что он происходит главным образом на K -оболочке (около 80%). Для энергии фотонов $h\nu \sim mc^2$, но не близких к границе K -полосы поглощения,

сечение фотоэффекта на K -оболочке получено в виде

$$\begin{aligned}
 (\sigma_{\phi})_K &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 4\sqrt{2} \frac{(mc^2)^{7/2}}{(137)^4} \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} = \\
 &= \text{const} \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.33}$$

В этом выражении Z — заряд ядра атома; $(\sigma_{\phi})_K$ — сечение фотоэффекта, $\text{см}^2/\text{атом}$. Полное сечение фотоэффекта $\sigma_{\phi} \approx \frac{5}{4} (\sigma_{\phi})_K$

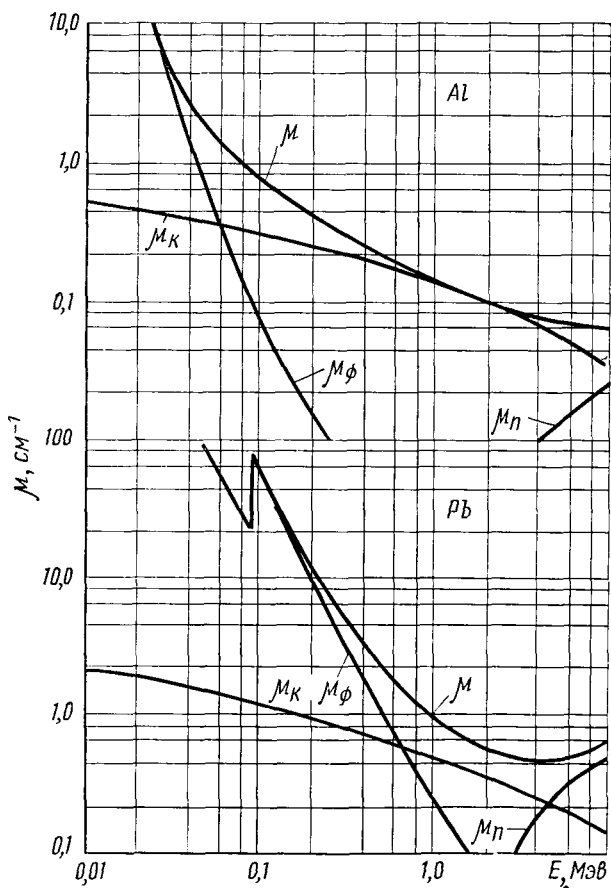


Рис. 3.7. Зависимость μ_{ϕ} , μ_K и μ_n для свинца и алюминия от энергии γ -квантов.

При энергиях $h\nu \gg mc^2$ сечение фотоэффекта обратно пропорционально энергии γ -квантов. По этой причине для тяжелых элементов,

таких, как свинец, фотоэффект имеет заметное значение даже при энергиях порядка 5 Мэв .

Как видно из (3.33), сечение фотоэффекта очень быстро уменьшается с ростом энергии квантов и с уменьшением заряда ядра. Формула (3.33) неточно описывает поведение сечения в областях, близких к границе полосы поглощения. Однако она правильно передает качественную зависимость сечения фотоэффекта от энергии и заряда ядра.

Фотоэффект сопровождается характеристическим излучением атомов в результате переходов электронов на вакантные места в электронной оболочке атома. Характеристическое излучение не всегда сопровождает фотоэффект. Энергия может быть передана электронам внешней оболочки атома. В этом случае кроме фотоэлектронов с энергией E_e появляются электроны с энергией, близкой к I (так называемые оже-электроны). Оже-электроны с большой вероятностью наблюдаются при фотоэффекте на атомах с малыми и средними значениями Z .

Угловое распределение фотоэлектронов зависит от их энергии. При малых энергиях (десятки килоэлектронвольт) фотоэлектроны преимущественно испускаются в направлении, перпендикулярном пучку γ -квантов. С ростом энергии средний угол вылета фотоэлектронов уменьшается ($20\text{--}30^\circ$ при энергиях $0,5 \text{ Мэв}$). Сечения фотоэффекта в зависимости от энергий γ -квантов для свинца и алюминия показаны на рис. 3.7.

Комптоновское рассеяние. Если энергия γ -кванта значительно больше энергии связи электрона, то можно рассматривать упругое столкновение γ -кванта со свободным электроном. Тогда из законов сохранения энергии и импульса можно получить связь между энергией рассеянного γ -кванта $h\nu'$, энергией падающего кванта $h\nu$ и углом рассеяния Θ (относительно первоначального направления γ -кванта), а также связь между энергией комптон-электрона E_e и его углом вылета φ . Эти соотношения следующие:

$$\left. \begin{aligned} h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos \Theta) \gamma}; \\ E_e &= h\nu \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}; \\ \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} &= \left(\frac{1}{1 + \gamma} \right) \operatorname{ctg} \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

где $\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$. Из приведенных соотношений, в частности, следует, что кванты, рассеянные на углы $\Theta > 90^\circ$, всегда имеют энергию $h\nu' < m_0 c^2$ независимо от начальной энергии, а при $\Theta = 180^\circ$ $h\nu' \leq m_0 c^2/2$. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния было вычислено Клейном — Нишиной — Таммом и прек-

расно согласуется с экспериментальными данными. Наиболее компактная запись с учетом (3.34) выглядит так:

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left[\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \Theta \right] Z. \quad (3.35)$$

Здесь приведена вероятность комптоновского рассеяния в направлении Θ в единице телесного угла на Z электронах (т. е. на атоме с зарядом Z); $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ — классический радиус электрона. Анализ приведенного выражения показывает, что вероятность рассеяния на малые углы увеличивается с ростом энергии квантов. При энергиях квантов очень малых ($h\nu \ll m_0 c^2$) энергии рассеянных квантов равны энергиям падающих [см. формулу (3.34)], а сечение

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \Theta) Z. \quad (3.36)$$

Полное сечение комптоновского рассеяния можно получить, интегрируя (3.35) по всему телесному углу:

$$\sigma_k = \frac{\pi r_0^2}{\gamma} \left\{ \left[1 - \frac{2(\gamma + 1)}{\gamma^2} \right] \ln(2\gamma + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2\gamma + 1)^2} \right\} Z, \quad (3.37)$$

где

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}.$$

Сечения комптоновского рассеяния показаны на рис. 3.7. Для некоторых практических задач важное значение имеют дифференциальные сечения $d\sigma_{ke}/d\Omega$ на единицу угла для числа электронов, рассеянных на угол φ , и дифференциальные сечения передачи электрону энергии в интервале от E_e до $E_e + dE_e$. Эти сечения могут быть получены из формулы (3.35) при замене соответствующих переменных

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ke}}{dE_e} = \frac{\pi r_0^2 m_0 c^2 Z}{(h\nu - E_e)^2} & \left\{ \left(\frac{m_0 c^2 E_e}{h^2 \nu^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{h\nu - E_e}{h\nu} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{h\nu - E_e}{(h\nu)^3} [(E_e - m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2] \right\}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Спектр электронов отдачи, вычисленный по (3.38), показан на рис. 3.8. Видно, что при высоких энергиях распределения

комpton-электронов почти равновероятно, за исключением области вблизи энергии γ -кванта, где имеется значительный подъем.

Электроны отдачи при комpton-эффекте направлены в основном вдоль первоначального направления движения γ -квантов. Чем выше энергия γ -квантов, тем эта анизотропия больше. Если энергия γ -квантов превышает 2 Мэв , то большинство электронов имеют углы вылета меньше 20° .

В некоторых случаях, например при расчете энергетического разрешения спектрометров, необходимо учитывать скорости электронов, взаимодействующих с γ -квантами. Оказывается, что движение электронов в атомах приводит к заметному разбросу электронов отдачи по энергиям. В частности, если импульс фотона

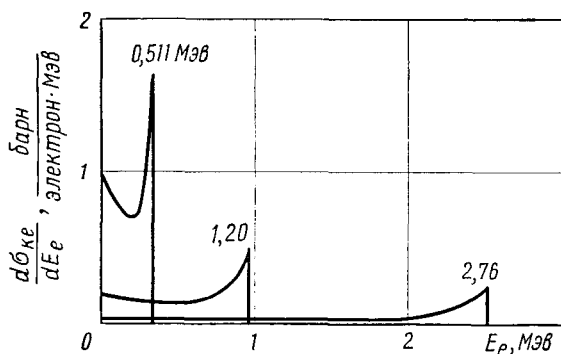


Рис. 3.8. Энергетическое распределение комpton-электронов для γ -квантов различной энергии.

меньше импульса летящего навстречу ему электрона, то фотон не теряет, а приобретает энергию. Рассмотрим эти случаи. Пусть импульс электрона мал в сравнении с импульсом γ -кванта. Оценим, насколько изменится энергия электрона отдачи при лобовом соударении с фотоном в зависимости от направления импульса электрона. Закон сохранения энергии будет иметь вид

$$E_\gamma + mc^2 = E'_\gamma + m'c^2, \quad (3.39)$$

а закон сохранения импульса

$$E_\gamma \pm m\beta c^2 = -E'_\gamma + m'\beta' c^2. \quad (3.40)$$

Сложим эти два уравнения, исключим E'_γ и после небольших преобразований, используя

$$m'c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (\beta')^2}} = m_0 c^2 + E'_e, \quad (3.41)$$

получим

$$E'_e = \left[\frac{4\gamma^2 \pm 4\gamma\beta + \beta^2}{4\gamma + 2(1 \pm \beta)} \right] m_0 c^2. \quad (3.42)$$

Здесь величина β в скобках берется с минусом в случае движения электрона навстречу γ -кванту, а с плюсом — в случае движения электрона по направлению движения γ -кванта, $\gamma = E_\gamma/m_0c^2$. Если считать, что $\beta^2 \ll 1$, то легко получить

$$\left. \begin{aligned} \Delta E'_e &= \beta m_0 c^2 \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + 2\gamma)^2} \right\}; \\ \frac{\Delta E'_e}{E_\gamma} &= \beta \frac{4(1 + \gamma)}{(1 + 2\gamma)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.43)$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что даже для сравнительно медленных электронов (например, при $\beta = 0,02$) неопределенность в энергии электронов отдачи может достигать нескольких процентов. Аналогично легко вычислить энергию фотона при лобовом соударении с электроном, имеющим значительно больший импульс, чем фотон.

Образование пар. Гамма-квант в электрическом поле электрона или ядра может образовать пару электрон — позитрон. Такой процесс превращения γ -кванта в две частицы — процесс эндотермический и может происходить в том случае, если энергия γ -кванта в единицах массы превышает сумму масс покоя электрона и позитрона, т. е. энергетический порог такого превращения $1,02 \text{ Мэв}$. Образование пары γ -квантом в вакууме невозможно, так как не будет выполняться закон сохранения импульса. Закон сохранения энергии в этом процессе следует записать с учетом энергии ядра отдачи E_A (или электрона отдачи):

$$h\nu = m_+c^2 + m_-c^2 + E_A, \quad (3.44)$$

где m_+c^2 и m_-c^2 — полные энергии позитрона и электрона. Если же предположить, что γ -кванты образуют пары в вакууме, закон сохранения энергии запишется в виде

$$h\nu = m_+c^2 + m_-c^2.$$

Суммарный импульс электрона и позитрона будет максимальным тогда, когда они оба движутся в направлении γ -кванта. Тогда

$$\frac{h\nu}{c} = p_+ + p_- = m_+v_+ + m_-v_-.$$

Предыдущее и последнее выражения совместны лишь при $v_+ = v_- = c$, а это означает, что рождение γ -квантом пары электрон — позитрон в вакууме возможно формально лишь при $h\nu \rightarrow \infty$.

Оценим энергию ядра отдачи при рождении пары. Максимальная величина энергии отдачи будет в том случае, если электрон и позитрон вылетают относительно направления γ -кванта под углами 90° и угол между их направлениями движения 180° . При

этом импульс ядра отдачи равен импульсу γ -кванта, т. е. $h\nu/c = Mv$, где M — масса ядра; v — его скорость, а энергия ядра отдачи (максимально возможная)

$$E_A = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}.$$

Выражая энергию в мегаэлектронвольтах, получаем

$$E_A \approx \frac{(h\nu)^2}{2A} 10^{-3} \text{ Мэв.}$$

Для γ -квантов с энергиями, меньшими $\sim 10 \text{ Мэв}$, и для $A > 10$ $E_A < 5 \text{ кэв}$. При образовании пары в поле электрона при тех же условиях его энергия отдачи может быть значительно больше $\left(E_e = m_0 c^2 \left[\sqrt{1 + \frac{(h\nu)^2}{m_0^2 c^4}} - 1 \right] \right)$. Последнее обстоятельство позволяет выделять в эксперименте случаи рождения пары электрон — позитрон в поле электрона. В трековых приборах (например, камера Вильсона) в таких случаях видны характерные триплеты (три трека, начало которых в одной точке).

Сечение образования пар на электронах и ядрах атома пропорционально Z^2 и довольно сложным образом зависит от энергии. Типичные зависимости σ_p в функции энергии приведены на рис. 3.7. Вначале сечение образования пар вырастает очень быстро, затем рост сечения замедляется и при очень больших энергиях $h\nu \gg \gg 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$ сечение достигает постоянной величины, различной для материалов с разными Z :

$$(\sigma_p)_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^{-28} Z^2 \left\{ \frac{28}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right\}. \quad (3.45)$$

Энергия γ -кванта распределяется почти равновероятно между электроном и позитроном. Однако с ростом энергии γ -квантов преобладающим становится асимметричное распределение энергии. Следует отметить, что спектры электронов и позитронов будут несколько отличаться, если принять во внимание, что при удалении от ядра (в поле которого образовалась пара) электроны будут испытывать торможение, а позитроны — ускорение. Этот эффект будет тем больше, чем выше атомный номер ядра и меньше энергия γ -кванта.

Компоненты пары — электрон и позитрон — при больших энергиях γ -квантов испускаются в направлении их движения в пределах углов по порядку величин, равных $m_0 c^2 / h\nu$. При низких энергиях угловое распределение менее анизотропно и зависит от Z атома.

С точки зрения регистрации γ -квантов по эффекту образования пар имеет существенное значение то, что позитроны через очень короткие времена аннигилируют, испуская два фотона с энергией

0,51 Мэв. Аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малых энергиях позитронов, поэтому угол между направлениями аннигиляционных квантов равен 180° .

Многократное рассеяние γ -квантов. Рассмотренные выше основные процессы взаимодействия γ -излучения с атомами и электронами вещества приводят к изменению направления движения квантов, к изменению их энергии, образованию электронов и позитронов с непрерывным спектром энергий, которые, в свою очередь, создают тормозное и аннигиляционное излучение. Поэтому в целом картина прохождения γ -квантов в веществе оказывается весьма сложной и может значительно отличаться от простого экспоненциального закона, который справедлив лишь для γ -квантов, не претерпевших ни одного соударения.

Чаще всего γ -кванты регистрируют и определяют их энергию по образованным ими электронам в детекторе. Поскольку в результате взаимодействия γ -кванты могут передавать разную долю своей энергии электронам, то измерение энергии γ -квантов по электронам требует сложного анализа.

Фотоядерные реакции. При поглощении γ -квантов ядрами последние оказываются в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения выше энергии связи протона или α -частицы в ядре или если энергия возбуждения выше порога деления, то возможны (γ, p) -, (γ, α) -, (γ, f) - и т. д. реакции с испусканием заряженных частиц. Использование этих фотоядерных реакций для регистрации γ -излучения ограничивается сравнительно малыми сечениями фотоядерных реакций по сравнению с аналогичными реакциями, вызываемыми нейтронами.

Наибольший практический интерес представляет реакция фоторасщепления дейтона. Эта реакция, как, впрочем, и все фотоядерные реакции, пороговая, ее порог 2,23 Мэв. Сечение реакции фоторасщепления дейтона имеет максимальное значение при энергии γ -излучения около 4 Мэв и равно примерно 2 мбарн.

Энергии протонов, появляющихся при фоторасщеплении дейтона, слабо зависят от угла их вылета. Различие в энергиях протонов, движущихся под 0 и 180° относительно направления движения γ -кванта, мало: максимальный разброс составляет около $(h\nu)^2/(4M_d c^2)$ (в знаменателе M_d — масса дейтона).

§ 3.4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Общие замечания. При прохождении нейтронов в среде их взаимодействия с ядрами происходят главным образом за счет действия ядерных сил*. Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами являются сложной функцией энергии нейтрона, а в опре-

* Нейтроны взаимодействуют и с электронами, однако сечения взаимодействия нейтронов с электронами в миллионы раз меньше, чем сечения взаимодействия нейтронов с ядрами.

деленных областях энергий значительно отличаются для различных изотопов одного элемента. При изменении энергии нейтронов происходят не только изменения сечений взаимодействия, но и существенные изменения в отношениях между различными видами взаимодействий.

Нейтроны разных энергий принято довольно условно разделять на следующие группы. *Тепловые нейтроны* — нейтроны, которые имеют максвелловское распределение скоростей, определяемых температурой среды. Максвелловское распределение нейтронов устанавливается в средах, где мала вероятность поглощения нейтронов. Средняя энергия тепловых нейтронов при температуре 20°C около $0,025 \text{ эв}$. *Резонансные нейтроны* — это нейтроны с резонансным характером зависимости сечения взаимодействия нейтронов с ядрами от энергии; их энергии от $0,4 \text{ эв}$ до 1 кэв . *Нейтронами промежуточных энергий* называют нейтроны с энергиями от 1 кэв до сотен килоэлектронвольт. Наконец, нейтроны с энергиями выше $0,5 \text{ Мэв}$ называют *быстрыми нейтронами*.

Взаимодействие нейтронов с ядрами определяется нейтронным сечением, которое интерпретируется как эффективная площадь ядра. За единицу сечения принимают площадь 10^{-24} см^2 и называют ее барн. Тысячную и миллионную доли барна называют соответственно миллибарн (*мбарн*) и микробарн (*мкбарн*). Если известно сечение взаимодействия нейтронов с ядрами σ , известен поток нейтронов Φ , и число ядер, расположенных в этом потоке, N_0 , то легко подсчитать число взаимодействий в единицу времени $\Phi\sigma N_0$. Такой расчет справедлив в предположении, что N_0 достаточно мало, чтобы не изменять заметно поток нейтронов.

Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами часто выражают в единицах см^{-1} и называют макроскопическими сечениями Σ . Очевидно, что $\Sigma = \sigma N$, где N — число ядер в 1 см^3 . Вероятность взаимодействия нейтрона на толщине t определяется произведением Σt (при условии $\Sigma t \ll 1$). Вероятность нейтрону пройти слой вещества t без взаимодействия равна $\exp(-\Sigma t)$. И соответственно вероятность того, что нейтрон хотя бы один раз провзаимодействует с ядром на пути t , есть $[1 - \exp(-\Sigma t)]$. Как и для γ -квантов, для нейтронов вводят среднюю длину свободного пробега между соударениями, равную $1/\Sigma$.

Все виды взаимодействия нейтронов с ядрами можно разделить на следующие: упругое рассеяние нейтронов ядрами (n, n), неупругое рассеяние (n, n'), ядерные реакции (n, x), деление ядер (n, f). Полное сечение взаимодействия σ_t является суммой парциальных сечений упругого σ_{el} и неупругого σ_{in} рассеяний, ядерных реакций σ_x , деления σ_f . Полные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами составляют около $2\pi R^2$ (где R — радиус ядра). Для тяжелых ядер это около 6 барн . В области тепловых и резонансных нейтронов полные сечения могут достигать в резонансах очень больших сечений, по порядку величины равных λ^2 , где λ — длина волны нейтрона.

Ниже рассмотрим характеристики тех взаимодействий нейтронов с ядрами, которые можно использовать для регистрации нейтронов. Для этого удобны взаимодействия, в результате которых появляются заряженные частицы или ядра отдачи, энергия последних связана с энергией падающего нейтрона. Представляют интерес и такие взаимодействия, в результате которых образуются нестабильные ядра (например, β -активные).

Упругое рассеяние нейтронов. При упругом рассеянии кинетическая энергия нейтронов перераспределяется между нейтроном

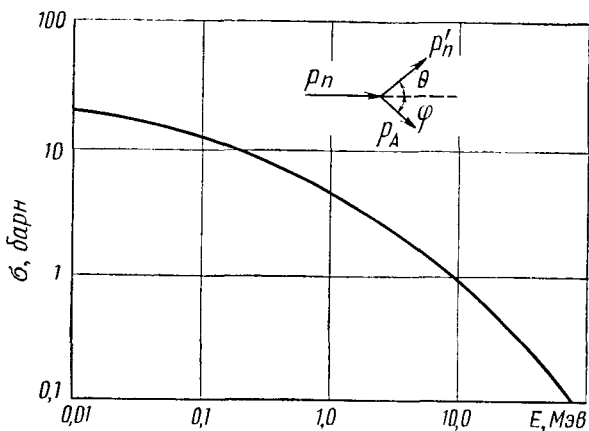


Рис. 3.9. Сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода в функции энергии нейтронов. В верхней части рисунка изображена схема упругого рассеяния.

и ядром. Ядро при этом не возбуждается. Будем считать, что ядро до столкновения с нейтроном покоилось. Кинетическую энергию ядра отдачи E_A с массой M_A , образующегося при упругом рассеянии нейтрона с энергией E_n , можно получить из законов сохранения энергии и импульса.

Пусть в лабораторной системе координат после упругого рассеяния нейтрон движется под углом Θ , а ядро отдачи — под углом φ относительно первоначального направления движения нейтрона. Тогда в нерелятивистском случае из закона сохранения импульса следует (рис. 3.9):

$$(p'_n)^2 = (p_n)^2 + (p_A)^2 - 2p_n p_A \cos \varphi. \quad (3.46)$$

Учитывая, что $(p_n)^2 = 2M_n E_n$, и заменяя в (3.46) $E'_n = E_n - E_A$ (закон сохранения энергии), получаем

$$E_A = \alpha E_n \cos^2 \varphi, \quad (3.47)$$

где E_n и E'_n — энергия нейтрона до и после рассеяния,

$$\alpha = 4 \frac{M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} \approx \frac{4A^*}{(1+A)^2}.$$

Аналогичным образом можно получить еще два очень полезных соотношения, связывающих величины E_n , E'_n и Θ , а также Θ и φ :

$$E'_n = \frac{M_n E_n}{(M_n + M_A)^2} \left[\cos \Theta + \sqrt{\left(\frac{M_A}{M_n} \right)^2 - \sin^2 \Theta} \right]^2; \quad (3.48)$$

$$\sin \Theta = \sqrt{\frac{\alpha M_A / M_n}{1 - \alpha \cos^2 \varphi}} \cos \varphi \sin \varphi. \quad (3.49)$$

Из приведенных соотношений видно, что по энергии ядра отдачи можно определить энергию нейтрона. Ядра отдачи имеют различные энергии в зависимости от угла. Максимальная энергия ядра отдачи равна $4AE_n/(1+A)^2$, а минимальная — нулю**.

Энергетическое распределение ядер отдачи в указанном интервале энергий зависит от углового распределения рассеянных нейтронов или от связанного с ним вида дифференциального сечения образования ядер отдачи при упругом рассеянии $d\sigma_A/d\Omega$. Поскольку между углом рассеяния и энергией ядра отдачи существует однозначная зависимость, то

$$\Phi(E_A) dE_A = \frac{d\sigma_A}{d\Omega} 2\pi \sin \varphi d\varphi.$$

Дифференцируя (3.47), получаем $dE_A = 2\alpha E_n \cos \varphi \sin \varphi d\varphi$, и тогда

$$\Phi(E_A) = \frac{d\sigma_A}{d\Omega} \frac{\pi}{\alpha E_n \cos \varphi}. \quad (3.50)$$

В частном случае изотропного рассеяния нейтронов в системе центра инерции (рассеяние нейтронов с орбитальным моментом, равным нулю) дифференциальное сечение рассеяния в лабораторной системе координат имеет вид

$$\frac{d\sigma_A}{d\Omega} = \frac{\sigma_{el}}{\pi} \cos \varphi.$$

* Знак приближенного равенства имеет здесь лишь принципиальное значение, так как равенство $M_n/M_A = 1/A$ имеет точность около 0,5–1%.

** Формулы (3.47) — (3.49) справедливы и для определения энергии других частиц при упругом рассеянии, если заменить массу нейтрона на массу частицы.

При таком угловом распределении нейтронов

$$\Phi(E_A) dE_A = \frac{\sigma_{el}}{\alpha E_n} dE_A, \quad (3.51)$$

т. е. имеет место равновероятное распределение ядер отдачи по энергиям в интервале энергий от нуля до αE_n .

Для регистрации нейтронов по ядрам отдачи наиболее удобен водород. И это понятно, если учесть, что энергия ядер отдачи при рассеянии нейтронов на ядрах водорода наибольшая, т. е. $E_p = E_n \cos^2 \varphi$.

Кроме того, упругое рассеяние нейтронов на водороде в области энергий выше 100 эв — практически единственный процесс взаимодействия, и сечение этого процесса является плавной функцией энергии нейтрона. Сечение (n, p) -рассеяния показано на рис. 3.9. Немаловажно и то, что водород может быть в составе детекторов (камеры, наполненные водородом, органические сцинтилляторы).

Наконец, рассеяние нейтронов на ядрах водорода в системе центра инерции изотропно до энергий нейтронов примерно 15 Мэв, что весьма существенно для так называемого интегрального метода ядер отдачи (см. гл. 12).

(n, p) -, (n, α) -Реакции. Реакции, в которых появляются заряженные частицы, удобны для регистрации нейтронов и измерения их энергии, поскольку энергии протонов и α -частиц (или других заряженных частиц) связаны с энергией нейтрона, энергией реакции и углом вылета.

Среди легких ядер имеются три нуклида, на которых с особенно большой вероятностью идут (n, p) - или (n, α) -реакции. Это следующие экзотермические реакции: $\text{He}^3 (n, p) \text{T}$ ($Q = 0,77 \text{ Мэв}$); $\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{T}$ ($Q = 4,78 \text{ Мэв}$); $\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$ ($Q = 2,78 \text{ Мэв}$). Сечения этих реакций приведены на рис. 3.10. Видно, что в области тепловых энергий сечения велики и изменяются обратно пропорционально скорости нейтрона до энергий нейтронов 10—100 кэв. Детекторы, в которых содержатся указанные изотопы, оказываются высокоэффективными при регистрации тепловых и резонансных нейтронов.

С гораздо меньшей вероятностью (n, p) - и (n, α) -реакции идут и на многих других ядрах, но они обычно эндотермические. Энергия для реакции порядка нескольких мегаэлектронвольт. Эти реакции часто называют пороговыми, поскольку они возможны, когда энергия нейтрона превышает величину $Q(1 + 1/A)$ (Q — энергия реакции). Сечения этих реакций для быстрых нейтронов могут достигать нескольких сот миллибарн, если энергия протонов или α -частиц, образуемых в реакциях, превышает кулоновский барьер ядра. В противном случае сечения этих реакций оказываются намного меньше. В качестве примера на рис. 3.10 показаны сечения реакций $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$;

$\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$ в зависимости от энергии нейтронов. Изотопы Mg^{27} и Na^{24} нестабильны и претерпевают радиоактивные превращения. Периоды полураспада изотопов Mg^{27} и Na^{24} равны примерно 10 мин и 15 ч соответственно.

Нестабильные ядра образуются в результате многих (n, p) - и (n, α) -реакций. По приведенной активности можно определить

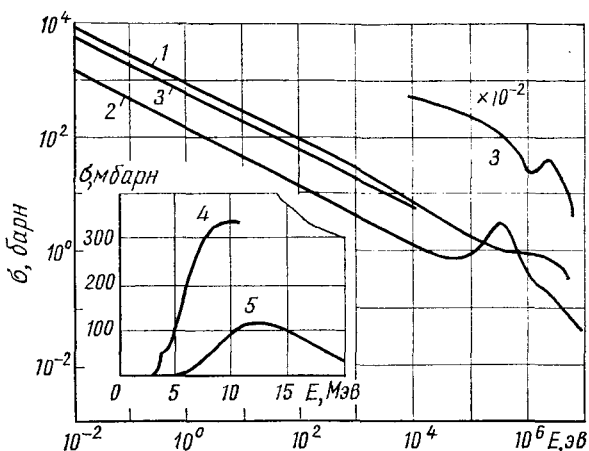


Рис. 3.10. Зависимость сечения (n, p) - и (n, α) -реакций от энергии нейтронов:

1 — $\text{He}^3(n, p)$; 2 — $\text{Li}^6(n, \alpha)$; 3 — $\text{B}^{10}(n, \alpha)$; 4 — $\text{Al}^{27}(n, p)$; 5 — $\text{Al}^{27}(n, \alpha)$.

потоки нейтронов, а иногда и их энергетический состав, если известны сечения этих реакций.

(n, γ) -, $(n, 2n)$ -Реакции. В результате (n, γ) - и $(n, 2n)$ -реакций не образуется заряженных частиц. Однако часто эти реакции приводят к образованию нестабильных изотопов, по активности которых и судят о потоках нейтронов и их энергетическом составе.

(n, γ) -Реакцию называют радиационным захватом нейтрона. При поглощении нейтрона ядром с атомным весом A образуется изотоп $(A + 1)$ в возбужденном состоянии, энергия которого определяется энергией связи нейтрона и его кинетической энергией. Энергия возбуждения лежит обычно в области 5—10 Мэв. Возбужденное состояние неустойчиво и распадается с испусканием одного или нескольких γ -квантов. Сечение радиационного захвата составляет заметную долю от полного сечения для тепловых и резонансных нейтронов. Все известные стабильные изотопы (кроме нескольких ядер) с большей или меньшей вероятностью поглощают тепловые нейтроны. Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов различными ядрами могут отличаться на много порядков. Так, сечение захвата для Xe^{135} составляет около миллиона барн, а для дейтона — около 0,0003 барн. В тепловой

области энергий нейтронов сечение радиационного захвата обычно обратно пропорционально скорости нейтрона.

Если для тепловых и резонансных нейтронов сечение радиационного захвата изменяется от нуклида к нуклиду нерегулярно, то в области энергий нейтронов выше 10—100 кэв сечение достаточно плавно зависит от энергии нейтронов и плавно изменяется в функции атомного номера ядер, если не принимать во внимание магические и близкие к ним ядра.

(n , $2n$)-Реакции имеют порог. Они происходят, если энергия нейтронов выше 8—10 Мэв. Естественно, что регистрация наведенной активности возможна, если образующиеся нестабильные изотопы имеют удобные для измерения периоды полураспада. В некоторых случаях выделение наведенной радиоактивности в результате (n , $2n$)-реакций упрощается, так как в этих случаях ядра оказываются нестабильными относительно позитронного распада. Регистрация позитронов по аннигиляционному излучению позволяет избавиться от фона сопутствующих реакций, идущих с большей вероятностью.

Сечение (n , $2n$)-реакции очень резко растет вблизи порога. Сечение этой реакции в максимуме достигает 0,2—1,0 барн.

Деление ядер. (n , f)-Реакция деления оказывается очень удобной для регистрации нейтронов, поскольку в ней образуются осколки деления с высокой энергией. Свойства осколков деления и их прохождение в среде были описаны выше. Здесь рассмотрим лишь сечения деления ядер нейтронами.

Изотопы тория, урана и трансурановых элементов могут делиться при поглощении нейтрона. Вероятность деления существенно зависит от энергии возбуждения ядра. Если при поглощении нейтрона энергия возбужденного состояния оказывается выше кулоновского барьера для образуемых осколков деления, то вероятность деления велика. Если же энергия возбуждения ниже кулоновского барьера, то деление сильно заторможено, поскольку осколки деления преодолевает в этом случае кулоновский барьер туннельным переходом. Деление тяжелых ядер на два осколка энергетически выгодно, поэтому возможно спонтанное (самопроизвольное) деление ядер из основного состояния. Среднее время жизни относительно спонтанного деления велико и для изотопов плутония, урана и тория лежит в пределах 10^{10} — 10^{18} лет.

Энергия связи нейтрона в четно-четных ядрах обычно выше энергий связи нейтрона в четно-нечетных ядрах. Поскольку величина кулоновского барьера для изотопов одного элемента одна и та же, то четно-нечетные изотопы имеют эффективные пороги деления ниже, чем четно-четные. Этим и объясняется тот факт, что изотопы U^{233} , U^{235} , Pu^{239} делятся с большой вероятностью при поглощении тепловых нейтронов, а такие изотопы, как Th^{232} , U^{238} , Pu^{240} , с большой вероятностью делятся, если энергия поглощенного нейтрона выше 1,5—0,5 Мэв.

Сечения деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} можно считать постоянными в области энергий 0,1—5 Мэв (с точностью 10—20%) и равными соответственно 2; 1,2 и 1,8 барн. Сечение деления U^{238} в области энергий 2—6 Мэв равно примерно 0,5 барн и в области 7—10 Мэв — примерно 1 барн. Сечения деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} тепловыми нейтронами равны соответственно 527, 582 и 746 барн.

При делении ядер кроме осколков деления испускается в среднем 2,5—3,5 нейтрона на каждый акт деления и 5—7 γ -квантов со средней энергией около 1 Мэв. Имеется и запаздывающее γ -излучение, и запаздывающие нейтроны, которые испускаются нестабильными осколками деления.

Заметим, что все делящиеся ядра нестабильны относительно α -распада. Если время жизни ядер относительно α -распада не очень велико, то образцы делящихся элементов имеют очень высокую удельную α -активность. Например, 1 мг Pu^{239} испускает $2 \cdot 10^6$ α -частиц/сек (период полураспада равен $2,4 \cdot 10^4$ лет). Высокая удельная α -активность в некоторых случаях затрудняет использование таких элементов для регистрации нейтронов.

Деление ядер возможно и при поглощении γ -квантов, если их энергия выше эффективного порога деления. Сечение фотodelения значительно меньше сечения деления быстрыми нейтронами.

Например, сечение фотodelения U^{238} γ -квантами с энергией 7 Мэв равно примерно 20 мбарн, т. е. в 50 раз меньше, чем сечение деления быстрыми нейтронами. Это, в частности, означает, что регистрация быстрых нейтронов по осколкам деления возможна в том случае, если потоки быстрых нейтронов больше потоков γ -квантов с большой энергией.

ЛИТЕРАТУРА

1. К а л а ш н и к о в а В. И., К о з о д а е в М. С. Детекторы элементарных частиц. Гл. 1. М., «Наука», 1966.
2. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Перев. с англ. Т. I. Ч. II. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
3. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Перев. с англ. Т. II. Ч. VII. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
4. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Составители-редакторы Люк К. Юан, Ву Цзянь-сюн. Перев. с англ. Гл. I. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
5. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
6. Ю з Дональд Дж. Нейтронные эффективные сечения. Перев. с англ. М. Изд-во иностр. лит., 1959.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Глава 4

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ

§ 4.1. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

Чтобы изучить основные характеристики детекторов, не надо знать, какие процессы происходят в них. При этом детектор можно рассматривать как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе появляются сигналы. В разных детекторах сигналы различны: это и вспышки света, и импульсы тока, и пузырьки пара, и капельки жидкости и другие. Методы регистрации и измерения величин сигналов также самые разнообразные. Тем не менее при таком общем подходе можно определить целый ряд важнейших свойств детекторов и обсудить требования, которым они должны удовлетворять. Наиболее общая характеристика любого детектора — функция отклика G , которую можно определить как вероятность частице с данными свойствами возбудить в детекторе определенный сигнал. Явный вид функции G определяется свойствами излучения и теми процессами, которые происходят в детекторе. Здесь на примерах рассмотрим, каким образом, зная функцию G и регистрируя сигналы детектора, можно найти свойства излучения.

Пусть в эксперименте исследуется число определенного вида частиц, попадающих в детектор. Тогда G — это вероятность создания сигнала частицей при попадании в детектор и, следовательно, отношение числа зарегистрированных сигналов к значению G даст число частиц, попавших в детектор.

Рассмотрим более сложную задачу. Пусть необходимо измерить распределение частиц по энергиям. В этом случае сигналы детектора различны при регистрации частиц с разными энергиями. Тогда функция отклика G — это вероятность частице с энергией E при попадании в детектор создать сигнал V . Обозначив спектр частиц $\Phi(E)$, можно записать и связь спектра сигналов детектора $N(V)$ со спектром $\Phi(E)$:

$$N(V) = \int \Phi(E) G(E, V) dE. \quad (4.1)$$

Аналогичные интегральные уравнения можно записать и для других измеряемых характеристик частиц. Например, при исследовании распределения частиц во времени $\Phi(t)$ распределение

сигналов детектора во времени $N(t')$ будет следующим:

$$N(t') = \int \Phi(t) G(t, t') dt, \quad (4.2)$$

где $G(t, t')$ — вероятность детектору создать сигнал в момент t' , когда частица попадает в детектор в момент t . Если одновременно исследуется и распределение частиц по энергиям и во времени, то спектр сигналов детектора будет двумерным и интегральное уравнение усложняется.

Таким образом, оказывается, что для нахождения исследуемого распределения $\Phi(E)$ или $\Phi(t)$ необходимо решить интегральное уравнение типа (4.1), ядро которого G предполагается известным. Успех решения интегрального уравнения в основном определяется видом функции G . Если функцию $G(E, V)$ можно представить в виде произведения некоторой функции $g(E)$ и дельта-функции $\delta(E, V)$ при известной функциональной зависимости $V = f(E)$, то решение будет очень простым:

$$\Phi(E) = \frac{1}{g(E)} N(V) \frac{dV}{dE} = \frac{1}{g(E)} N(V) f'(V) |_{V=f(E)}. \quad (4.3)$$

Приведенные выше соображения позволяют сформулировать требования к характеристикам детекторов. Желательно, чтобы функция отклика детектора была δ -функцией, а связь между измеряемой характеристикой частицы и характеристикой сигнала — линейной. В детекторах сигнал вырабатывается в результате поглощения и преобразования энергии частицы. Процессы потери энергии частицы носят статистический характер. В связи с этим сигналы детектора имеют некоторое статистическое распределение и по величине, и по времени их появления, даже если эти сигналы возбуждаются частицами с совершенно одинаковыми свойствами. Таким образом, в реальных детекторах функции G имеют некоторую ширину, т. е. при заданном E или t , или еще какой-либо характеристики частицы сигналы V и t' и другие имеют конечную вероятность получить значение в интервалах $V \pm \Delta V$; $t' \pm \Delta t'$ и т. д.

Функция отклика $G(E, V)$ для детекторов, с помощью которых изучают распределение частиц по энергиям, очень часто представляет собой функцию, подобную распределению Гаусса. В спектрометрии введено понятие энергетического разрешения детектора, определяемое шириной функции $G(E, V)$ на половине ее высоты.

В реальных детекторах преобразование энергии происходит не бесконечно быстро, следовательно, сигналы детекторов имеют конечную длительность. Это приводит к дополнительным осложнениям. Две или более частицы могут попасть в детектор во временном интервале, меньшем длительности сигнала детектора. Это приведет к искажению сигналов. Такое обстоятельство не учтено в уравнении (4.1). Следовательно, в спектр (или число) заре-

гистрированных сигналов необходимо ввести соответствующие поправки, которые зависят от временных характеристик детектора, т. е. от того, насколько быстро происходит в детекторе образование сигнала и насколько велика его длительность, и от временных характеристик аппаратуры, регистрирующей сигналы детектора.

Поле частиц характеризуют дифференциальным и интегральным потоками или токами. В результате особенностей функций отклика детектора его сигналы не всегда можно однозначно сопоставить с этими характеристиками поля частиц. Поэтому очень важно установить для каждого детектора, с какой характеристикой поля частиц можно сопоставить его сигналы.

§ 4.2. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ

Временные характеристики детекторов необходимо учитывать практически во всех физических измерениях: при измерении числа частиц, при измерениях временных интервалов между появлением двух актов регистраций частиц, при измерениях распределения частиц по энергиям и т. д.

Фотоны, нейтроны, заряженные частицы распределены во времени по тому или иному статистическому закону, часто — это распределение Пуассона (см. гл. 2). Поэтому даже при небольших количествах частиц, поступающих в детектор в единицу времени, всегда имеется конечная вероятность того, что временной интервал между двумя частицами будет очень мал. Если этот интервал времени между двумя частицами, попавшими в детектор, меньше длительности сигнала детектора, то возможны следующие искажения информации. При регистрации числа событий зафиксированное меньшее число этих событий (две частицы образуют один сигнал), т. е. прибор будет просчитывать. При измерении временных интервалов невозможно будет определить временной интервал между поступлением двух таких частиц в детектор. При измерении энергии частиц в случае наложения во времени частиц прибор регистрирует величину сигнала, пропорциональную сумме энергий этих частиц, т. е. детектор и в этом случае будет давать искаженную информацию.

Приведенные выше соображения справедливы не для всех детекторов. Например, несколько частиц, попавших одновременно в какой-либо трековый прибор (камера Вильсона, пузырьковая камера, некоторые искровые камеры), будут все зарегистрированы и их треки не будут искажены, при условии, что они не сольются в единый, т. е. здесь уже более важно пространственное распределение частиц.

Рассмотрим вначале эксперимент по определению момента попадания частицы в детектор по сигналу, который фиксируется регистрирующим устройством. Временную характеристику детектора нельзя определить однозначно, пока не будут сделаны заме-

чания о свойствах регистрирующего устройства. Будем считать, что любое регистрирующее устройство вырабатывает сигнал, если ток, или напряжение, или количество света (или еще какая-либо величина) превышает порог его чувствительности.

Введем t^* — интервал времени от момента попадания частицы в детектор до момента появления импульса в регистрирующем устройстве. На рис. 4.1 показан сигнал детектора. Горизонтальной линией на этом рисунке показан уровень чувствительности регистрирующего устройства U_d . Если сигналы имеют разные амплитуды, то и время t^* для таких сигналов будет различным *.

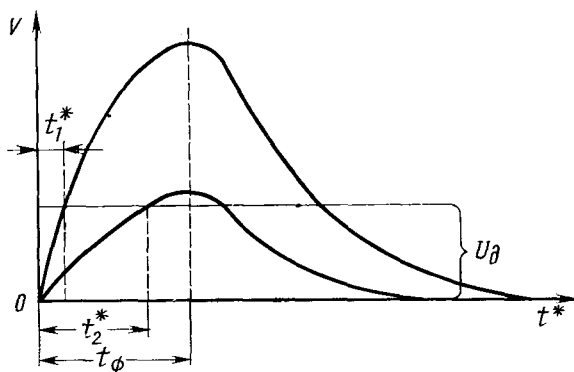


Рис. 4.1. Зависимость величины сигнала детектора от времени нарастания сигналов t^* .

Если время нарастания сигнала до своего максимального значения обозначить t_ϕ (это время называют передним фронтом сигнала), то величина t_ϕ и будет определять максимальный разброс значений t^* . Однако и в случае, когда величины сигналов детектора одинаковы, время нарастания импульса до значения U_d будет флуктуировать из-за статистической природы образования сигнала в детекторе.

Таким образом, момент попадания частицы в детектор нельзя определить точнее, чем величина среднеквадратичного стандартного отклонения $\sigma_{t^*} = [(\Delta t^*)^2]^{1/2}$. Величина σ_{t^*} и определяет временное разрешение детектора. Величина стандартного отклонения зависит в общем случае от свойств детектора, спектра регистрируемого излучения, уровня дискриминации, места попадания частицы в детектор и т. д. Поскольку обычно стандартное отклонение расчетом определить не удается, рассмотрим экспериментальный метод его определения.

* В настоящее время имеются электронные схемы, в которых исключается зависимость времени t^* от амплитуды сигнала (например, метод пересечения нуля).

Измерения временного разрешения детекторов методом задержанных совпадений рассмотрим на примере двух детекторов, включенных в схему совпадения. Сигналы с детекторов поступают в формирующие устройства, которые вырабатывают стандартные импульсы, если сигнал детектора превышает заданный уровень U_d . На выходе схемы совпадения получается сигнал, если интервал между стандартными импульсами не превышает τ_c . Легко видеть, что величина τ_c зависит от длительности стандартных импульсов и их формы. В частном случае прямоугольных стандартных импульсов длительностью τ величина $\tau_c = \tau$.

Расположим между двумя детекторами источник излучения, в котором при распаде ядер одновременно появляются две частицы (электрон и фотон, два фотона, фотон и нейтрон и т. д.). Тогда число совпадений, регистрируемых схемой совпадения в единицу времени, будет пропорционально активности источника и произведению вероятностей регистрации частиц в каждом детекторе. Если вероятности регистрации частиц детекторами ε_1 и ε_2 , а число распадов в источнике с испусканием двух частиц одновременно q , то число совпадений в единицу времени n_c будет равным $q\varepsilon_1\varepsilon_2$ при условии регистрации частиц одного вида только первым детектором, а частиц другого вида — только вторым детектором. Последняя оговорка не носит принципиального характера, но значительно упрощает все дальнейшие рассуждения. Замечая, что среднее число импульсов, вырабатываемых формирующим устройством, связано с величиной q ($n_1 = q\varepsilon_1$, $n_2 = q\varepsilon_2$), запишем

$$n_c = \frac{n_1 n_2}{q}. \quad (4.4)$$

Кроме истинных совпадений возможны и случайные совпадения, обусловленные одновременным попаданием (в пределах разрешающего времени схемы совпадений) частиц в детектор при распаде разных ядер. Такие события оказываются возможными, поскольку распады ядер во времени распределены случайно. Число случайных совпадений можно определить по числу импульсов, вырабатываемых формирующими устройствами в единицу времени n_1 , n_2 , и разрешающему времени схемы совпадений τ_c . Количество случайных совпадений в единицу времени равно произведению скорости счета в одном канале (например, n_1) на вероятность появления импульса во втором канале в интервале $\pm \tau_c$ (эта вероятность равна $2\tau_c n_2$). Таким образом, скорость счета случайных совпадений

$$n_{c.c} = 2\tau_c n_1 n_2 \quad (4.5)$$

и число отсчетов схемы совпадений

$$n'_c = 2\tau_c n_1 n_2 + \frac{n_1 n_2}{q}. \quad (4.6)$$

Исследуем зависимость величины n_c от величины временной задержки импульса, введенной в один из счетных каналов между схемой совпадения и формирующим устройством, и от длительности стандартных импульсов, вырабатываемых формирующими устройствами. Прежде всего обратим внимание на то, что при больших временах задержки импульсов, превышающих длительность стандартных импульсов, истинные совпадения не могут быть зарегистрированы (при распаде *одновременно* испускаются две частицы).

Число случайных совпадений не зависит от величины времени задержки импульса, поскольку вероятность распада двух ядер

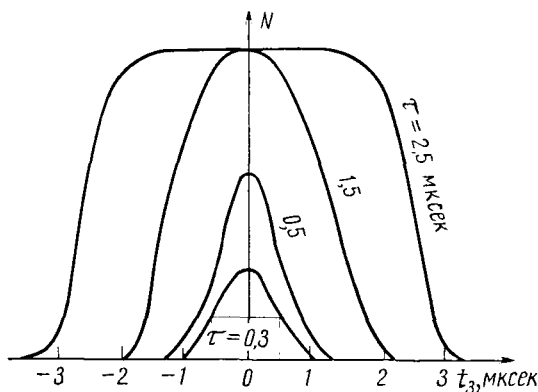


Рис. 4.2. Зависимость числа совпадений от величины временной задержки при различных длительностях стандартных сигналов для $(\Delta t^2)^{1/2} = 1$ мксек.

в заданные моменты времени не зависит от временного интервала между этими моментами (предполагается, что q не изменяется). Таким образом, измеренные распределения позволяют определить истинное число совпадений. Типичные зависимости числа истинных совпадений от величины временной задержки импульса при различных длительностях стандартных импульсов приведены на рис. 4.2.

Самое интересное свойство распределений истинных задержанных совпадений в том, что их ширина при уменьшении длительности стандартных сигналов вначале уменьшается, а затем уже не зависит от длительности стандартных сигналов и зависит только от распределения времени появления стандартного импульса, отсчитываемого от момента попадания частицы в детектор, т. е. определяется величиной, пропорциональной $\overline{\Delta t^2}$. Если считать, что времена появления стандартных импульсов в обоих счетчиках распределены по закону Гаусса и имеют одинаковые дисперсии D_i , то дисперсия, вычисленная из распределения истинных

совпадений, будет вдвое меньше и ширина распределения задержанных совпадений на половине высоты будет равна $2,3\sqrt{D_{i/2}}$ и наилучшее разрешающее время составит $1,15\sqrt{D_{i/2}} = 0,8\sigma_{i*}$. Такой результат легко получить, принимая во внимание, что распределение истинных задержанных совпадений при очень коротких стандартных импульсах есть произведение распределений времен появления стандартных импульсов.

Следует отметить еще одну особенность в распределениях истинных задержанных совпадений. Число истинных совпадений уменьшается, когда длительность стандартных импульсов становится меньше, чем $(\Delta t^2)^{1/2}$. Поясним это явление. Пусть моменты появления стандартных прямоугольных импульсов t^* распределены равномерно в интервале t_Φ , а длительность стандартных импульсов $\tau < t_\Phi$. В этом случае частицы, пришедшие в оба детектора одновременно, не всегда будут зарегистрированы схемой совпадения, поскольку временной интервал между ними может быть больше τ . Для регистрации акта совпадения необходимо, чтобы при появлении стандартного импульса в первом канале в момент t^* во втором канале появился стандартный импульс в интервале $t^* \pm \tau$. Учитывая равномерное распределение t^* , получаем, что $n_c = \frac{n_1 n_2}{q} \cdot \frac{2\tau}{t_\Phi}$, т. е. число истинных совпадений в первом приближении уменьшается в τ/σ_{i*} раз при $\tau \ll \sigma_{i*}$.

Для корректного проведения измерения распределения истинных задержанных совпадений желательно, чтобы отношение числа случайных совпадений к числу истинных в максимуме было в несколько раз меньше единицы. Для этого, как следует из соотношений (4.4) и (4.5), необходимо, чтобы $2q\tau_c < 1$.

Учет временных характеристик детектора необходим и при измерениях энергии частиц. Рассмотрим это на примере детекторов, амплитуды сигналов которых пропорциональны энергиям частиц, попавших в детектор. Измеренные спектры сигналов могут быть искажены, если две или более частиц попадут в детектор во временном интервале Δt , меньшем, чем длительность сигнала детектора. Наложение сигналов детектора показано на рис. 4.3. При таком наложении измерительное устройство зафиксирует максимальную амплитуду суммы двух сигналов. Из рисунка видно, что для расчета искажений, связанных с наложением сигналов, необходимо знать распределение частиц во времени, их распределение по энергиям, форму сигнала и характеристики регистрирующего устройства. Эта задача — определение и внесение поправок в спектр сигналов — может оказаться сложной для расчета и при больших поправках внести значительные ошибки. Поэтому лучше выбирать такие условия измерения, чтобы вероятности наложения сигналов были малыми. Считая, что временное распределение частиц хорошо описывается распреде-

лением Пуассона, легко оценить вероятность наложения импульсов. Если в детектор в среднем попадает $\bar{n}_0$ частиц в 1 сек, то вероятность того, что интервал между двумя частицами будет больше t_1 , т. е. после прихода одной частицы в течение времени t_1 не появится ни одной частицы, равна $e^{-\bar{n}_0 t_1}$ (см. гл. 2). Пусть t_1 — это длительность сигнала детектора. Тогда вероятность наложения сигналов будет равна $[1 - \exp(-\bar{n}_0 t_1)]$. При малых $\bar{n}_0 t_1$ вероятность наложения импульсов равна $\bar{n}_0 t_1$. Например, при $t_1 = 10$ мксек

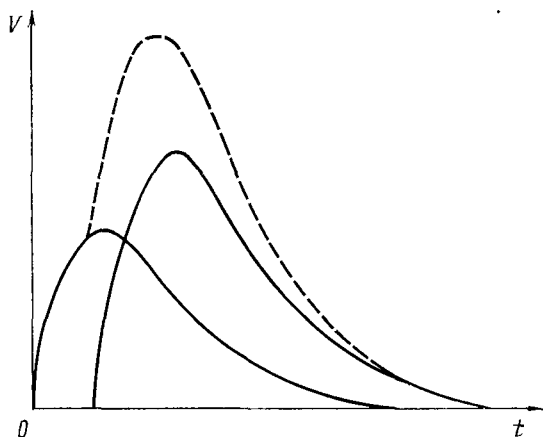


Рис. 4.3. Наложение двух сигналов детектора. Пунктирной линией показан суммарный сигнал.

и $n_0 = 10^3$ имп/сек один процент всех зарегистрированных импульсов будет иметь искаженные амплитуды в результате наложения.

При измерениях числа частиц, попавших в детектор, необходимо быть уверенным и в том, что каждый сигнал, созданный частицей в детекторе, будет зарегистрирован регистрирующей аппаратурой, т. е. могут быть просчеты этой аппаратуры в результате наложения сигналов от двух и более частиц. Кроме того, некоторые детекторы после регистрации частицы в течение некоторого времени τ_m , называемого мертвым временем, теряют способность регистрировать частицы. Аналогичными свойствами обладает и регистрирующая аппаратура. В большинстве случаев величина τ_m и в детекторах, и в регистрирующей аппаратуре не зависит от того, попала или не попала частица в детектор во временной интервал τ_m после регистрации предыдущей частицы. Такое время называют мертвым временем непродлевающегося типа. Имеются регистрирующие схемы, в которых величина мертвого времени не остается постоянной и зависит от числа последовательных сигналов, временные интервалы между которыми менее τ_m . Такое время называют мертвым временем продле-

вающегося типа. В сложных измерительных устройствах могут быть элементы с мертвым временем одного и другого типа, и, кроме того, величина мертвого времени может зависеть от величины сигнала и от количества частиц, регистрируемых в единицу времени.

Рассмотрим, как по измеренной средней скорости счета $\bar{n}$ определить среднюю истинную скорость счета $\bar{n}_0$, которая наблюдалась бы в случае $\tau_m = 0$. Пусть в течение времени $t \gg \tau_m$ система с мертвым временем непродлевающегося типа зарегистрировала $\bar{n}t$ сигналов. Очевидно, что регистрирующая система в течение регистрации $\bar{n}t$ импульсов была нечувствительной $\bar{n}t\tau_m$ секунд. Следовательно, среднее число незарегистрированных событий равно $\bar{n}_0\bar{n}\tau_mt$, а полное число событий есть сумма зарегистрированных и незарегистрированных, т. е.

$$\bar{n}_0t = \bar{n}_0\bar{n}t\tau_m + \bar{n}t \quad \text{или} \quad \bar{n}_0 = \frac{\bar{n}}{1 - \bar{n}\tau_m}. \quad (4.7)$$

Зная величину τ_m и измеряя $\bar{n}$, можно найти $\bar{n}_0$. Как видно из (4.7), мертвое время регистрирующего устройства можно определить экспериментально, если знать закон изменения $\bar{n}_0$ и измерять величину $\bar{n}$.

Действительно, пусть известен закон изменения $\bar{n}_0$ в функции какой-либо переменной x (время, расстояние между источником и детектором и т. д.), тогда, измерив $\bar{n}$ при двух различных значениях x , можно по известному закону $\bar{n}_0(x)$ и по $\bar{n}(x_1)$ и $\bar{n}(x_2)$ найти τ_m .

Довольно распространен метод измерения τ_m с помощью двух источников. Пусть в определенном положении источника № 1 измерительное устройство регистрирует $\bar{n}_1$ отсчетов в 1 сек. Облучая детектор одновременно первым и вторым источниками, измеряем скорость отсчетов $\bar{n}_{12}$ и затем, убрав первый источник, измерим скорость отсчетов $\bar{n}_2$. Средние скорости счета $\bar{n}_0$, $\bar{n}_2$ и $\bar{n}_{12}$, исправленные на просчеты по формуле (4.7), должны удовлетворять соотношению

$$\frac{\bar{n}_1}{1 - \bar{n}_1\tau_m} + \frac{\bar{n}_2}{1 - \bar{n}_2\tau_m} = \frac{\bar{n}_{12}}{1 - \bar{n}_{12}\tau_m}, \quad (4.8)$$

откуда

$$\tau_m = \frac{1}{\bar{n}_{12}} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2 - \bar{n}_{12})\bar{n}_{12}}{\bar{n}_1\bar{n}_2}} \right\}. \quad (4.8')$$

Если $\bar{n}_1 \tau_m < 1$, то $(\bar{n}_1 + \bar{n}_2 - \bar{n}_{12})/\bar{n}_1 < 1$, тогда

$$\tau \approx \frac{\bar{n}_1 + \bar{n}_2 - \bar{n}_{12}}{2\bar{n}_1\bar{n}_2} + \frac{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2 - \bar{n}_{12})^2 \bar{n}_{12}}{8\bar{n}_1^2\bar{n}_2^2} + \dots \quad (4.8'')$$

Удобно определять мертвое время при измерениях зависимости скорости счета от времени при облучении детектора частицами из источника с подходящим периодом полураспада. Действительно, в этом случае число отсчетов при $\tau_m = 0$ изменяется во времени по известному закону $\bar{n}_0(t) = Ae^{-\lambda t}$. Если постоянная распада λ известна, то, измерив скорость счета $\bar{n}(t_1)$ и $\bar{n}(t_2)$ вблизи $t = t_1$ и $t = t_2$, получим

$$\tau_m = \frac{\bar{n}_2 e^{-\lambda t_1} - \bar{n}_1 e^{-\lambda t_2}}{\bar{n}_1 \bar{n}_2 (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} = \frac{\bar{n}_2 - \bar{n}_1 e^{-\lambda(t_2 - t_1)}}{\bar{n}_1 \bar{n}_2 (1 - e^{-\lambda(t_2 - t_1)})}. \quad (4.9)$$

Выражения (4.8) и (4.9) справедливы, если τ_m непродлевающегося типа [при выводе (4.8) и (4.9) использовано выражение (4.7)] и если τ_m не зависит от количества сигналов, регистрируемых в единицу времени. В общем случае, если невозможно определить однозначно тип мертвого времени или если величина τ_m является функцией скорости отсчетов, то можно определить поправочную функцию

$$f(\bar{n}, \tau_m) = \frac{\bar{n}(t) e^{\lambda t}}{\bar{n}(t_2) e^{\lambda t_2}}, \quad (4.10)$$

где $\bar{n}(t_2)$ — средняя скорость счета измерения в такой момент t_2 , когда просчетами регистрирующего устройства можно пренебречь.

Для нахождения области, где просчеты несущественны, можно построить в функции времени произведение $\bar{n}(t) e^{\lambda t}$. Независимость этого произведения от t и укажет искомую область и позволит получить поправочную функцию для внесения поправок на просчеты: $\bar{n}_0 = \bar{n}/f(\bar{n})$.

§ 4.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ДЕТЕКТОРОВ

Детекторы, предназначенные для исследования энергетических распределений частиц, наиболее удобны в том случае, когда их функция отклика $G(E, V)$ представляет собой колоколообразное распределение значений V при заданном E *. Многие детекторы имеют такой вид $G(E, V)$. Например, при определении энергий

* При исследованиях непрерывных, плавных распределений частиц по энергиям оказывается возможным использовать детекторы, для которых $G(E, V)$ имеет непрерывный континуум значений V от 0 до некоторого максимального значения, определяемого энергией частиц E . Функции отклика таких детекторов и методы решения интегрального уравнения типа (4.1) будут рассмотрены в гл. 11.

частиц по пробегаем в трековых приборах V — это длина пробега. При заданной энергии частиц величины пробега V оказываются распределенными по закону Гаусса. При изучении энергий заряженных частиц по созданному ими ионизационному эффекту амплитуды импульсов, созданные частицами определенной энергии, также распределены по закону Гаусса. Имеются и другие распределения сигналов V , например в магнитных спектрометрах, где энергия частицы определяется по величине магнитного поля. Здесь обычно функция $G(E, V)$ имеет значительную асимметрию.

Относительная ширина $G(E, V)$ не может быть как угодно малой. В одних случаях, когда энергия частицы измеряется по ионизационному и сцинтилляционному эффектам, а также по величине пробега, это обусловлено статистическим характером потери энергии частицами в веществе, что приводит к флуктуации числа свободных зарядов, или атомов в нестабильных состояниях, или величины пробега. В других случаях, когда энергия определяется по траектории частиц в магнитном поле, ширина распределения $G(E, V)$ ограничивается геометрией прибора [уменьшение ширины распределения $G(E, V)$ требует источников с большой удельной активностью].

Ширина функции $G(E, V)$ — мера энергетического разрешения детектора. Энергетическим разрешением детектора называется отношение ширины ΔE на полувысоте распределения $G(E, V)$, полученного с моноэнергетическими частицами, отнесенное к среднему значению энергии в этом распределении, т. е. $\Delta E/E$. Величину энергетического разрешения можно связать с разрешением в шкале сигналов детектора. Если считать, что $V = f(E)$, тогда

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V} \cdot \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.11)$$

В случае, если величина сигнала пропорциональна энергии частицы, то

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V}. \quad (4.12)$$

Характеристика энергетического разрешения отношением $\Delta E/E$ имеет простой физический смысл. Пусть в детектор попадают две группы частиц, создающих две группы сигналов со средними значениями их величин $\bar{V}_1$ и $\bar{V}_2$. Тогда при $|\bar{V}_1 - \bar{V}_2| \leq \Delta V$ оба распределения сольются в единое и их практически нельзя будет разделить, т. е. нельзя будет определить, сколько групп частиц с разными энергиями заключено в полученном распределении. Однако можно с уверенностью утверждать, что в суммарном распределении не одна группа частиц, поскольку его ширина больше величины ΔV , которую можно измерить, облучая детектор моноэнергетическим пучком частиц. Если же $|\bar{V}_1 - \bar{V}_2| > \Delta V$, то в распределении величин сигналов будет

два максимума. Заметим, что приведенное условие получения в спектре сигналов двух максимумов приближенное и зависит от вида функции $G(E, V)$ и связи величины сигнала с энергией частицы $V = f(E)$.

Рассмотрим, например, случай, когда $G(E, V)$ хорошо аппроксимируется распределением Гаусса, а величина сигнала пропорциональна энергии частицы. В этих условиях выясним, какова величина $|\bar{V}_1 - \bar{V}_2|$ (или, что то же самое, $|E_1 - E_2|$), при которой пики сливаются. Распределения величин сигналов имеют следующий вид:

$$P_1(V_1) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(V - \bar{V}_1)^2}{2\sigma^2}}; \quad P_2(V_2) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(V - \bar{V}_2)^2}{2\sigma^2}}. \quad (4.13)$$

Для удобства введем новую систему координат, начало которой расположено в точке $\frac{\bar{V}_2 - \bar{V}_1}{2}$, тогда распределения (4.13) примут вид

$$P_1(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x+c)^2}{2\sigma^2}}; \quad P_2(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-c)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.14)$$

где $c = \frac{1}{2}(\bar{V}_2 - \bar{V}_1)$, а $x = V - \frac{\bar{V}_1 + \bar{V}_2}{2}$.

Суммарное распределение $P(x) = P_1(x) + P_2(x)$ будет иметь один максимум, если $\left. \frac{d^2P(x)}{dx^2} \right|_{x=0} < 0$, и два, если $\left. \frac{d^2P(x)}{dx^2} \right|_{x=0} > 0$.

Следовательно, приравняв $\frac{d^2P(x)}{dx^2} = 0$, можно найти связь между

$|\bar{V}_2 - \bar{V}_1|$ и дисперсией, когда пики сливаются. Проведя несложные вычисления, получим $|\bar{V}_2 - \bar{V}_1| = 2\sigma$. Это значит, что при $|\bar{V}_2 - \bar{V}_1| < 2\sigma$ в суммарном распределении один максимум (распределения слились), а при $|\bar{V}_2 - \bar{V}_1| > 2\sigma$ в суммарном распределении есть минимум (пики разделены). Ширина распределения Гаусса на полувысоте связана с дисперсией [это легко получить из выражения (4.12), приравнявая $\exp \frac{(V - \bar{V})^2}{2\sigma^2} = \frac{1}{2}$]:

$$\Delta V = 2\sigma \sqrt{2 \ln 2}.$$

И, следовательно, суммарное распределение имеет два максимума, если $|\bar{V}_2 - \bar{V}_1| > 0,85\Delta V$.

Энергетическое разрешение детектора связано с дисперсией [в случае аппроксимации $G(E, V)$ распределением Гаусса] сле-

дующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta E}{E} &= \frac{\Delta V}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = \frac{2\sqrt{2D\ln 2}}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = \\ &= 2,36 \frac{\sigma}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.15)\end{aligned}$$

Величину дисперсии для детекторов, в которых энергия заряженной частицы определяется по числу пар ионов, по числу пар носителей, по числу фотонов люминесценции, созданных этой частицей (ионизационные, полупроводниковые, сцинтилляционные детекторы), можно найти, если считать, что все акты ионизации и другие явления происходят независимо друг от друга и подчинены закону Пуассона. Тогда дисперсия будет равна среднему числу $\bar{n}$ созданных пар ионов, фотонов и т. д. Последнюю величину можно подсчитать и связать с энергией частицы, если известна средняя энергия, затрачиваемая частицей на образование одной пары ионов, одного фотона, одной пары носителей. Считая, что величина сигнала пропорциональна $\bar{n}$, а энергия на создание одной пары ионов $\mathcal{W}$, получаем

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{2,36}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{2,36}{\sqrt{E/\mathcal{W}}}; \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{2,36}{\sqrt{E/\mathcal{W}}} \cdot \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.16)$$

Предположения о независимости актов взаимодействия, приводящих к появлению, например, пары ионов, оправдываются не всегда. Поясним это на примере работы ионизационных детекторов. Все акты ионизации нельзя считать совершенно независимыми, так как частица на всем своем пробеге должна потерять энергию, точно равную первоначальной. И здесь оказывается существенным соотношения между энергией, затрачиваемой на ионизацию и возбуждение атомов. Действительно, если бы энергия, затрачиваемая на ионизацию, была строго определенной в каждом акте ионизации, а вероятность возбуждения атомов была бы пренебрежимо малой в сравнении с вероятностью ионизации, то флуктуация в числе созданных пар ионов равнялась бы ± 1 пара ионов. И наоборот, когда вероятность ионизации мала в сравнении с вероятностью возбуждения, то процесс ионизации можно считать статистически независимым и дисперсия в числе созданных пар ионов равна $\bar{n}$. На это обратил внимание Фано, который показал, что для водорода предположение о независимости актов ионизации приводит к завышению дисперсии почти в 3 раза по сравнению с наблюдаемой. Обычно вводят коэффициент F (называемый коэффициентом Фано), равный отношению наблюдаемой величины дисперсии к $\bar{n}$ (дисперсии при независимых событиях ионизаций). Коэффициент Фано обычно меньше,

чем $(1 - p_{\text{ион}})$, где $p_{\text{ион}}$ — вероятность столкновения, приводящего к ионизации.

Таким образом, энергетическое разрешение с учетом коэффициента Фано F запишется так:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2,36 \sqrt{F}}{\sqrt{E/W}} \cdot \frac{f(E)}{f'(E)E}. \quad (4.17)$$

В рассматриваемых случаях величина энергетического разрешения детектора является функцией энергии частицы [см. формулу (4.16)]. При линейной связи амплитуды сигнала V с энергией E энергетическое разрешение детектора обычно тем лучше, чем выше энергия частицы. Величина энергетического разрешения уменьшается с ростом энергии как $1/\sqrt{E}$.

Вычисления энергетического разрешения $\eta = \Delta E/E$ по среднеквадратичным флуктуациям величины сигнала, обусловленного характером взаимодействия частиц с веществом, позволяет оценить только нижний предел величины η . На самом деле имеется еще много различных аппаратных факторов, которые могут значительно ухудшить энергетическое разрешение. Это шумы измерительных устройств, это неоднородности детекторов, это краевые эффекты (пробег не каждой частицы может уложиться в чувствительном объеме детектора) и т. д.

Экспериментальное определение энергетического разрешения сводится к измерению спектра величин сигналов при облучении детектора моноэнергетическими пучками частиц и одновременно функциональной зависимости среднего значения величины сигнала от энергии частиц, т. е. $V = f(E)$. При линейной зависимости величины сигнала от энергии частиц (при условии, что измерительная аппаратура не вносит искажений в распределение сигналов по величине) функцию $f(E)$ можно установить при измерении средних величин сигналов от двух групп моноэнергетических частиц. При измерениях спектра сигналов необходимо, чтобы ширина канала измерительного устройства была по крайней мере в 5—10 раз меньше, чем ширина функции $G(E, V)$ на полувысоте при заданном значении энергии частиц E . В противном случае нельзя будет точно измерить ни $\Delta V/V$ и, следовательно η , ни функциональную зависимость между средним значением величины сигнала и энергией частицы.

§ 4.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

При измерении числа частиц, попадающих в детектор, требования к функции отклика детектора очень скромные — эта функция определяет только вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании частицы в детектор. Не каждая частица (особенно незаряженные — фотон, нейтрон) провзаимодействует с детектором при попадании в него.

Более того, даже если взаимодействие и произошло, то сигнал будет зарегистрирован тогда, когда его величина будет превышать уровень чувствительности регистрирующей системы. Вероятность регистрации может зависеть от вида излучения и его энергии, размеров детектора, удаленности и геометрической формы источников излучения, уровня дискриминации регистрирующего устройства (уровня чувствительности).

Вероятность регистрации может быть нормирована по-разному: к активности источника, к числу частиц, попавших в детектор, к потоку частиц в том месте, где расположен детектор. В зависимости от этого величины вероятности регистрации будут различными и функции отклика носят разные названия. Дадим определения некоторым из них, наиболее распространенным.

Эффективность детектора ε_d — это отношение числа зарегистрированных сигналов (импульсов, треков, световых вспышек и т. д.) к числу частиц, попавших в детектор.

Чувствительность детектора S_d — это отношение числа зарегистрированных сигналов в единицу времени к потоку частиц в месте, где расположен детектор излучения.

Светосила L — это отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, испущенных источником. Светосила, как это следует из определения, существенно зависит от взаимного расположения детектора и источника излучений, поэтому светосила скорее характеризует измерительное устройство в целом, чем сам детектор. В дальнейшем, говоря о светосиле, будем всегда иметь в виду светосилу измерительного устройства.

Эффективность, чувствительность и светосила обычно зависят от энергии регистрируемого излучения. Из приведенных определений ясно, что ε_d и L меняются в пределах от 0 до 1 и являются безразмерными величинами. Чувствительность детекторов меняется в пределах от 0 до ∞ и имеет размерность площади [см^2]. Величина эффективности и светосила детектора связаны друг с другом, и, следовательно, для характеристики детектора достаточно определить одну из них. Вычисление эффективности и чувствительности детекторов не всегда оказывается простой задачей.

В общем случае, чтобы вычислить эффективность и чувствительность детектора для частиц определенной энергии, необходимо знать угловое распределение излучения в месте расположения детектора. Кроме того, следует предположить, что детектор не возмущает поле излучения заметным образом. И, наконец, имеет смысл считать, что поле излучения на расстояниях, сравнимых с размерами детектора, не изменяется*.

Пусть задано угловое распределение потока излучения функцией $\Phi(\Omega)$ в системе сферических координат. Количество излучения, попадающее внутрь детектора через элемент его поверх-

* Последние требования вводятся для упрощения расчетов. Вместе с тем в ряде измерений, например с трековыми приборами, эти требования не имеют смысла.

ности ds , можно вычислить как ток излучения при заданном угловом распределении потока излучения $\Phi(\Omega)$. Допустим, что нормаль к элементу поверхности ds определяется углами Θ_0 и φ_0 . Тогда количество частиц, движущихся в направлении Θ и φ и пересекающих элемент поверхности ds , равно $\Phi(\Theta, \varphi) \cos \psi ds$, где

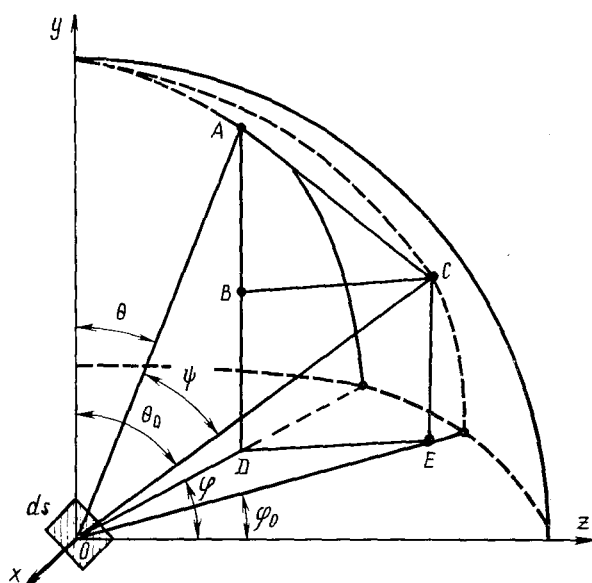


Рис. 4.4. К вычислению эффективности детектора и соотношению между дифференциальным током и потоком:

$$u = AC; \rho = AO = CO; z_0 = BC = DE; y_1 = AD; y_0 = BD = CE.$$

ψ — угол между нормалью к элементу поверхности ds и направлением частиц, определяемых углами Θ и φ . Из рис. 4.4 следует, что

$$\cos \psi = 1 - \frac{u^2}{2\rho^2} = [\cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)], \quad (4.18)$$

где

$$u^2 = z_0^2 + (y_1 - y_0)^2 = z_0^2 + \rho^2 (\cos \Theta - \cos \Theta_0)^2;$$

$$z_0^2 = \rho^2 \sin^2 \Theta_0 + \rho^2 \sin^2 \Theta - 2\rho^2 \sin \Theta_0 \sin \Theta \cos(\varphi_0 - \varphi).$$

Следовательно, через площадку ds внутрь детектора попадает следующее количество частиц (излучения):

$$dJ = ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta^*} \Phi(\Theta, \varphi) [\cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)] \sin \Theta d\Theta. \quad (4.19)$$

Предел интегрирования Θ^* в (4.19) зависит от $|\varphi_0 - \varphi|$, Θ_0 , и его можно найти из (4.18), полагая $\cos \psi = 0$. Если $\cos(\varphi_0 - \varphi) > 0$, то $\Theta^* = \pi + \arctg \left\{ \frac{\tg(\Theta_0 - \pi/2)}{\cos(\varphi_0 - \varphi)} \right\}$. Если

$\cos(\varphi_0 - \varphi) < 0$, то $\Theta^* = \arctg \left\{ \frac{\tg(\Theta_0 - \pi/2)}{\cos(\varphi_0 - \varphi)} \right\}$. Например, при $(\varphi_0 - \varphi) = 0$ $\Theta^* = \pi/2 + \Theta_0$, при $(\varphi_0 - \varphi) = \pm \pi/2$ $\Theta^* = \pi/2$, при $(\varphi_0 - \varphi) = \pm \pi$ $\Theta^* = \Theta_0$. Заметим, что в случае изотропного распределения излучения, т. е. $\Phi(\Theta, \varphi) = \frac{\Phi_0}{4\pi}$, где

$\Phi_0 = \int \Phi(\Theta, \varphi) d\Omega$, при расчете величины dJ имеет смысл выбирать систему координат так, чтобы $\Theta_0 = \varphi_0 = 0$, и тогда $\cos \psi = \cos \Theta$ и соотношение (4.19) значительно упрощается:

$$dJ = ds \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \Phi(\Theta, \varphi) \cos \Theta \sin \Theta d\Theta = \frac{ds}{4} \int \Phi(\Theta, \varphi) d\Omega. \quad (4.20)$$

Если частицы имеют заряд, то каждая из попавших в детектор частиц будет взаимодействовать (терять свою энергию в результате кулоновских взаимодействий) и регистрироваться, если сигнал детектора выше уровня дискриминации регистрирующего устройства. Если же частицы не заряжены (нейтроны, γ -кванты), то вероятность их взаимодействия внутри детектора будет равна

$$1 - \exp[-\Sigma l(\Theta, \varphi)],$$

где Σ — макроскопическое сечение взаимодействия излучения с атомами и ядрами детектора, приводящее к появлению заряженных частиц; $l(\Theta, \varphi)$ — линейный размер детектора от элемента рассматриваемой поверхности ds в направлении, определяемом углами Θ и φ . Если считать, что каждый сигнал регистрируется, то эффективность детектора для незаряженных частиц, попадающих через элемент поверхности детектора ds при заданном угловом распределении, определится следующим отношением:

$$\frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta^*} \Phi(\Theta, \varphi) \{\cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)\} \times \times (1 - e^{-\Sigma l}) \sin \Theta d\Theta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta^*} \Phi(\Theta, \varphi) \{\cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi)\} \sin \Theta d\Theta} \quad (4.21)$$

В отношении (4.21) знаменатель — это число частиц, попавшее в детектор через элемент поверхности ds , а числитель — число сигналов, которое вызвано частицами, попавшими в детектор

через элемент поверхности ds . Очевидно, чтобы получить эффективность детектора, необходимо проинтегрировать числитель и знаменатель по всей поверхности детектора и взять их отношение.

Аналогично можно вычислить чувствительность детектора. По определению

$$S_d = \frac{\int ds \int \sin \Theta d\Theta \int d\varphi \{ \cos \Theta \cos \Theta_0 + \rightarrow \rightarrow + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos (\varphi_0 - \varphi) \} \Phi(\Theta, \varphi) (1 - e^{-\Sigma l})}{\int \sin \Theta d\Theta \int \Phi(\Theta, \varphi) d\varphi}. \quad (4.22)$$

В случае регистрации заряженных частиц при условии, что каждый сигнал регистрируется, эффективность оказывается равной 1, поскольку $\{1 - \exp[-\Sigma l(\Theta, \varphi)]\} = 1$. Чтобы найти чувствительность, необходимо знать размеры и форму детектора и вид функции $\Phi(\Theta, \varphi)$.

В некоторых случаях вычислить эффективность и чувствительность детектора можно значительно проще. Рассмотрим, во-первых, случай детектора произвольной формы, с такими размерами, что любое $\Sigma l(\Theta, \varphi) \ll 1$. Это условие позволяет очень просто определить количество взаимодействий в детекторе при заданном потоке $\Phi(\Theta, \varphi)$. Действительно, когда вероятность взаимодействия в детекторе мала, то полное число взаимодействий в единицу времени определится произведением числа ядер (атомов) в детекторе на величину микроскопического сечения σ [см²/ядро] и на поток излучения:

$$N\sigma\mathcal{V} \int \Phi(\Theta, \varphi) d\Omega = \Phi_0 N\sigma\mathcal{V},$$

где N — число ядер в единице объема детектора; $\mathcal{V}$ — объем детектора.

В этом случае чувствительность детектора

$$S_d = \sigma\mathcal{V}BN, \quad (4.23)$$

где B — коэффициент (меньший или равный единице), учитывающий тот факт, что не все сигналы детектора можно зарегистрировать регистрирующей системой. До сих пор предполагалось, что излучение имеет одну энергию. Если же поток излучения немонахроматический, то

$$S_d = \frac{\int \sigma(E) N\mathcal{V}B(E) \Phi_0(E) dE}{\int \Phi_0(E) dE}. \quad (4.24)$$

Эффективность детектора при его произвольной форме при условии $\Sigma l(\Theta, \varphi) \ll 1$ вычислить затруднительно, поскольку необходимо определять количество излучения, попадающего в детектор, по формуле (4.21). Более того, эффективность детектора будет зависеть от вида функции $\Phi(\Theta, \varphi)$ и формы детектора.

Итак, детекторы малых размеров относительно средней длины свободного пробега регистрируемого излучения очень удобно характеризовать величиной чувствительности особенно тогда, когда угловое распределение излучения имеет сложный вид.

Пусть теперь $\Sigma l(\Theta, \varphi) \gg 1$ при любых Θ и φ и детектор имеет произвольную форму. Тогда эффективность такого «черного» детектора будет равна единице, если считать, что $B = 1$ и не будет зависеть от вида функции $\Phi(\Theta, \varphi)$. Действительно, при этом $\{1 - \exp[-\Sigma l(\Theta, \varphi)]\} = 1$ и числитель, и знаменатель в (4.21) становятся одинаковыми, т. е. случай, аналогичный регистрации заряженных частиц. В то же время, чтобы определить чувствительность детектора, необходимо знать его форму и вид функции $\Phi(\Theta, \varphi)$. Для «черных» детекторов более удобным оказывается определить эффективность, поскольку чувствительность оказывается функцией формы детектора и вида функции $\Phi(\Theta, \varphi)$.

Наконец, рассмотрим детектор определенной, например цилиндрической, формы и направленный пучок моноэнергетического излучения, параллельный оси цилиндра. В этом случае эффективность регистрации нейтронов или γ -квантов

$$\epsilon_d = B \{1 - \exp(-\Sigma l)\}, \quad (4.25)$$

где l — длина цилиндра.

Чувствительность

$$S_d = \pi r^2 \{1 - \exp(-\Sigma l)\} B = \pi r^2 \epsilon_d, \quad (4.26)$$

где r — радиус детектора.

Светосила измерительного устройства с цилиндрическим детектором, когда изотропный источник удален от детектора на расстояние $R \gg r_0$:

$$L_d = \frac{[1 - \exp(-\Sigma l)] Br^2}{4R^2} = \frac{\pi r^2 \epsilon_d}{4\pi R^2} = \frac{S_d}{4\pi R^2}. \quad (4.27)$$

Чтобы вычислить коэффициент B , учитывающий уровень дискриминации регистрирующего устройства, необходимо знать $G(E, V)$ и спектр частиц $\Phi_0(E)$. Тогда, так как регистрирующее устройство фиксирует сигналы, если их величина больше уровня дискриминации V_B , можно записать, что

$$B = \frac{\int_{V_B}^{\infty} G(E, V) \Phi_0(E) dE}{\int_0^{\infty} G(E, V) \Phi_0(E) dE}. \quad (4.28)$$

Моноэнергетические заряженные частицы не всегда создают сигналы одинаковой, с точностью до флуктуаций, величины. Это связано с тем, что пробеги заряженных частиц могут не всегда укладываться внутри детектора. Поэтому даже при регистрации

моноэнергетических заряженных частиц величина коэффициента B может быть меньше единицы. При регистрации моноэнергетических потоков γ -квантов или нейтронов в результате взаимодействия с атомами и ядрами могут появляться заряженные частицы в широком диапазоне энергий. И в этом случае величина коэффициента B может быть меньше единицы.

Вычисление эффективности или чувствительности детекторов при любых ΣI и в особенности в случае немонаправленного пучка излучения оказывается довольно сложным [см. выражения (4.21) и (4.22)]. Следует заметить также, что приведенные выше формулы для расчета эффективности и чувствительности не учитывают многих эффектов, таких, как многократные столкновения излучения в детекторе, «стеночный» эффект и др.

Экспериментальное определение эффективности, чувствительности и светосилы детектора проводят с источниками моноэнергетического излучения, интенсивность которого известна с достаточной точностью. Иногда оказывается достаточным определить эффективность (или чувствительность) детектора в потоке излучения с известным спектральным составом и интенсивностью. Так, определяют эффективность нейтронных детекторов для спектра нейтронов деления, для спектра Ферми ($1/E$), для нейтронов тепловых энергий, распределение скоростей которых описывается распределением Максвелла.

При проведении исследований немаловажное значение имеет избирательность детекторов, которую можно определить как отношение эффективности (или чувствительности, или светосилы) детектора к исследуемому излучению к эффективности детектора к сопутствующему излучению. Так при регистрации нейтронов необходимо выбирать детекторы, малочувствительные к γ -излучению, поскольку потоки нейтронов, как правило, сопровождаются γ -квантами, поток которых может быть сравним с потоком нейтронов, а сечения взаимодействия γ -квантов с атомами и нейтронов с ядрами для некоторых веществ оказываются сравнимыми. Поэтому при выборе детекторов для проведения конкретных измерений необходимо принимать во внимание избирательность детектора и возможную интенсивность сопутствующего излучения. Чем больше избирательность детектора, тем с большей точностью, при прочих равных условиях, будет проведен эксперимент. Избирательность детекторов имеет особенно большое значение при исследованиях спектров нейтронов (или γ -квантов) внутри реакторов.

§ 4.5. СВЯЗЬ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОКАЗАНИЯМИ ДЕТЕКТОРА

Исчерпывающая информация о поле частиц будет в том случае, если известно, как распределены частицы во времени, пространстве и по энергиям. Поле частиц характеризуют функцией

$\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dE d\Omega dt$, которую называют дифференциальным (по энергии, времени и углам) потоком. *Дифференциальный поток* — это число частиц с энергией E в интервале dE , движущихся в направлении Ω , в интервале телесного угла $d\Omega$ и пересекающих в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t в интервале dt единичную площадку, нормаль к которой совпадает с направлением Ω . *Интегральный поток* $\Phi(\mathbf{r}, t) dt$ — это интеграл от дифференциального потока по всем энергиям и направлениям движения частиц.

Таким образом, интегральный поток — это число частиц в момент времени t в интервале dt , пересекающих по всем направлениям сферу с единичной площадью центрального сечения и с центром в точке $\mathbf{r}$.

Введем еще понятие дифференциального тока $J(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \times dE d\Omega dt$. *Дифференциальный ток* — это число частиц с энергией E в интервале dE , пересекающих в данный момент времени t в интервале dt , в направлении Ω , в интервале телесного угла $d\Omega$ единичную площадку, нормаль к которой задана вектором Ω_J . Аналогично интегральному потоку определяется *интегральный ток*, который является векторной величиной и дает разность между числом частиц, прошедших за время dt в момент t через единичную площадку, перпендикулярную вектору Ω_J со стороны полупространства, куда направлен вектор Ω_J , и числом частиц, прошедших через ту же площадку, но со стороны другой половины пространства. Интегральный ток при изотропном дифференциальном потоке равен нулю.

Связь между током и потоком легко установить. Пусть в точке $\mathbf{r} = 0$ угловое распределение потока задано в сферической системе координат, начало которой также в точке $\mathbf{r} = 0$. Надо найти дифференциальный ток через площадку, нормаль к которой задана углом $\Theta_0 = 0$. Тогда очевидно, что связь между дифференциальным током и потоком будет иметь следующий вид:

$$J(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \cos \Theta. \quad (4.29)$$

В общем случае, когда нормаль к площадке задана углами Θ_0 и φ_0 , связь между дифференциальными током и потоком можно получить так же, как это было сделано при вычислении (4.19):

$$\begin{aligned} J(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \\ = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \{ \cos \Theta \cos \Theta_0 + \sin \Theta \sin \Theta_0 \cos(\varphi_0 - \varphi) \}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Рассмотрим несколько детекторов с конкретными свойствами и установим, какую характеристику поля они измеряют. Для простоты будем считать, что характеристики поля постоянны во времени, энергии частиц имеют одно определенное значение, а детектор не возмущает поля частиц в точке, где он находится.

Если размеры детектора таковы, что $\Sigma l \ll 1$ (Σ — макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов или γ -квантов с веществом детектора; l — размер детектора), то такой детектор будет измерять величину, пропорциональную интегралу от функции

$\Phi(\Omega, r)$, т. е. величину, пропорциональную потоку:

$$\Phi_0(r) = \text{const} \int_{\Omega} \Phi(r, \Omega) d\Omega. \quad (4.31)$$

Детектор в виде пластины такой толщины, что $\Sigma l \gg 1$ измеряет величину, пропорциональную сумме составляющих интегрального тока:

$$|J_+| + |J_-| = \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} J(r, \Omega, \Omega_J) \sin \Theta d\Theta \right| + \\ + \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} J(r, \Omega, \Omega_J) \sin \Theta d\Theta \right|. \quad (4.32)$$

При регистрации заряженных частиц, эффективность регистрации которых считается равной единице и независимой от направления падения на детектор, детектор в виде тонкой пластины измерит величину, пропорциональную сумме составляющих интегрального тока. Если же детектор — сферический, то его показания будут пропорциональны интегральному потоку. Если регистрируется излучение с непрерывным распределением по энергии, то показания детектора при $\Sigma l \ll 1$ пропорциональны числу реакций, т. е. $\int \int \Phi(r, E, \Omega) \Sigma(E) dE d\Omega$. Когда $\Sigma(E) \sim E^{-1/2}$ (n, p -и α -реакции на легких ядрах), то показания детектора пропорциональны плотности нейтронов (число нейтронов в единице объема).

Для измерения дифференциальных характеристик поля эффективность детектора должна быть большой только для излучения, движущегося в определенном направлении. Это достигается с помощью коллиматоров. Если детектор поместить внутри непрозрачной для частиц сферы, в которой вырезать конус с углом $\Delta\Omega$, то детектор будет регистрировать частицы в направлении Ω в телесном угле $\Delta\Omega$. Проведя измерения при всех значениях Ω , получаем величины $\varepsilon_d \Phi(r, \Omega)$ в точке, где расположен детектор и которая является центром вращения конуса $\Delta\Omega$. Используя (4.29) или (4.30) в зависимости от выбора системы координат, можно найти $J(r, \Omega)$ * по измеренным $\varepsilon_d \Phi(r, \Omega)$.

Таким образом, для измерения угловых характеристик поля необходимо хорошее угловое разрешение детектора (узкая направленность). Если считать, что стенки коллиматоров являются абсолютно черными для частиц, то угловое разрешение детектора с цилиндрическим коллиматором

$$\frac{\Delta\Omega_0}{4\pi} = \frac{(1 - \cos \Theta^*)}{2}; \quad \Theta^* = \arctg \frac{2r_0}{l}, \quad (4.33)$$

где r_0 и l — радиус и длина коллиматора.

* Если центр вращения направленного детектора не совпадает с местом расположения детектора, то при известных условиях полученные данные будут также давать $J(r, \Omega)$, но для точки r , относительно которой происходит вращение детектора.

Поскольку стенки коллиматоров не являются абсолютно непрозрачными, то необходимо учитывать ухудшение углового разрешения детектора за счет прозрачности стенок коллиматора. Реальная величина $\Delta\Omega$ будет больше оптической $\Delta\Omega_0$, и при достаточно малых величинах $\Delta\Omega_0$ с хорошей точностью можно считать, что

$$\frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_0} = 1 + \frac{2}{\Sigma l}, \quad (4.34)$$

где Σ — полное сечение взаимодействия излучения со стенками коллиматора.

Глава 5

ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

§ 5.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ДЕТЕКТОРОВ

При прохождении заряженных частиц в газах в результате ионизации образуются электроны и ионы. Если ионизация происходит в объеме между двумя электродами, которые имеют различные потенциалы, то за счет движения электронов и ионов к электродам в электрической цепи возникнет ток.

Все газовые ионизационные детекторы представляют собой конденсаторы, в которых пространство между электродами заполнено каким-либо газом. В зависимости от величины и распределения напряженности электрического поля в газовом промежутке эти детекторы обладают разными свойствами. Так, при сравнительно малых напряженностях электрического поля ток, протекающий в электрической цепи, не зависит от напряжения на конденсаторе и равен числу пар ионов, которые возникают в единицу времени в объеме детектора, умноженных на заряд электрона. Такие детекторы называют *ионизационными камерами*. При более высоких значениях напряженности поля в результате газового усиления ток в электрической цепи может быть во много раз больше, чем число зарядов, возникающих в детекторе в единицу времени. При этом ток зависит от напряжения на конденсаторе и пропорционален ионизационному эффекту, создаваемого излучением. Такие детекторы называют *пропорциональными счетчиками*. Наконец, при еще более высоких значениях напряженности поля в конденсаторе возникает разряд, если в объем детектора попадает заряженная частица. Такие детекторы называют *газоразрядными счетчиками*.

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда или тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении в газовой полости конденсатора. Рассмотрим связь между энергией заряженной частицы и созданной ею ионизацией. Это очень существенная зависимость, поскольку в ионизационных

камерах и пропорциональных счетчиках по ионизационному эффекту определяют энергию частицы. Экспериментально было установлено, что средняя энергия $\mathcal{W}$, расходуемая на создание одной пары ионов, слабо зависит от энергии заряженной частицы, от ее массы и заряда. Этот факт можно объяснить тем, что отношения вероятностей возбуждения и ионизации атомов не зависят от свойств частиц, поскольку в каждом акте взаимодействия частица теряет очень малую долю своей энергии.

Для спектрометрических измерений наиболее существенно знать с большой точностью связь $\mathcal{W}$ с энергией частицы. Многочисленные исследования показали, что в аргоне, например, с точностью до 0,5% $\mathcal{W}$ не зависит от энергии заряженных частиц. Для воздуха величина $\mathcal{W}$ зависит заметно от энергии частиц. Так, для α -частиц при изменении энергии от 3—4 Мэв до 50 кэв средняя энергия $\mathcal{W}$ меняется примерно на 10%.

Более интересно другое обстоятельство — энергия, расходуемая на создание пары ионов, в различных газах почти одинакова. Например, в аргоне она даже меньше, чем в кислороде, хотя энергия, необходимая для ионизации атомов аргона, больше, чем для ионизации атомов кислорода. Это странное на первый взгляд явление можно объяснить тем, что энергии, необходимые для возбуждения, и вероятности возбуждения атомов и молекул различных газов могут заметно отличаться. В частности, в благородных газах энергии возбужденных состояний более высокие, но вероятности их возбуждения оказываются сравнительно малыми. Напротив, у кислорода уровни возбужденных состояний расположены ниже, но вероятности их возбуждения больше. В табл. 5.1

Таблица 5.1

Энергия, расходуемая на образование пары ионов, эв

Частицы	Газ							
	Воздух	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	CH ₄	C ₂ H ₄
α -Частицы	35,0	36,0	30,2	36,0	32,2	25,8	29,0	27,0
Протоны	33,3	35,3	29,9	33,6	31,5	25,5	—	—
Электроны	35,0	38,0	32,5	35,8	32,2	27,0	—	—

приведены значения $\mathcal{W}$ для разных газов и видов заряженных частиц.

§ 5.2. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ БЕЗ ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ

5.2.1. Движение электронов и ионов в газе

Для корректного измерения энергии частиц необходимо, чтобы все образовавшиеся электроны и ионы достигли электродов камеры (конденсатора). Последнее не всегда осуществляется, поскольку

ку электроны и ионы помимо движения вдоль силовых линий электрического поля находятся в непрерывном беспорядочном тепловом движении, что мешает всем носителям заряда собраться на соответствующие электроды. Кроме того, при соударениях электронов с молекулами образуются электроотрицательные ионы, происходит рекомбинация, ионизация ударом. Все эти явления: и диффузия, и рекомбинация, и образование электроотрицательных ионов — меняют величины среднего тока или импульса.

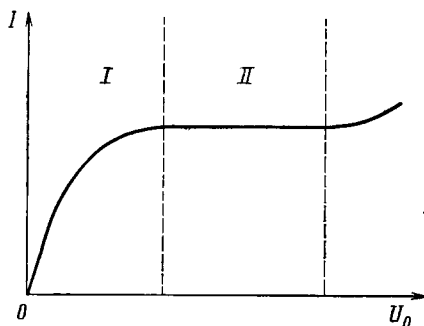


Рис. 5.1. Зависимость тока в камере от разности потенциалов на ее электродах при постоянном ионизационном эффекте.

То, что перечисленные явления имеют существенное значение, убедительно показывает зависимость тока от напряжения для камеры (конденсатора), облучаемой заряженными частицами (рис. 5.1). В области I поле, создаваемое внешним источником с напряжением U_0 , еще недостаточно, чтобы все электроны и ионы попадали на собирающие электроды, в области II (область работы ионизационных камер) поле достаточно, чтобы эффекты от рекомбинации и диффузии были пренебрежимо малы.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны могут приобретать энергию, достаточную для вторичной ионизации, что приводит к увеличению тока.

Относительная протяженность плато в вольт-амперной характеристике существенным образом зависит от газа, наполняющего камеру, давления, температуры, плотности ионизации. При больших давлениях и большой плотности ионизации, особенно в случаях наполнения камер газами с большой вероятностью образования электроотрицательных ионов, вольт-амперная характеристика может даже не иметь плато. Верхняя граница плато определяется такими величинами напряженности поля в камере, при которых электроны могут приобрести на пути между двумя соударениями энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Очевидно, что чем больше свободный пробег электрона и чем ниже потенциал ионизации, тем раньше наступают эффекты вторичной ионизации. Нижняя граница плато зависит от того, насколько велико значение процессов диффузии и рекомбинации. Рассмотрим количественные характеристики процессов диффузии, рекомбинации и образования электроотрицательных ионов.

Диффузия электронов и ионов. Электроны и ионы, как и молекулы любого газа, движутся в среднем всегда в направлении меньшей концентрации частиц данного вида. Такое «среднее движение» обычно характеризуют коэффициентом диффузии. Коэффициент

диффузии — это величина, постоянная для данного вида частиц и заданных условий, связывает изменение числа частиц данного вида в единице объема во времени $\partial n/\partial t$ со скоростью изменения плотности этих же частиц в заданном направлении $\partial^2 n/\partial x^2$, т. е.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (5.1)$$

Коэффициент диффузии имеет размерность $[см^2/сек]$. Из статистической физики известно, что коэффициент диффузии связан со средней длиной свободного пробега частиц между соударениями λ и средней скоростью между соударениями v . Эта связь имеет очень простой вид, если предполагается, что λ не зависит от v и что при соударениях имеется равновероятное распределение частиц по углам после рассеяния. В этом приближении

$$D = \frac{\lambda v}{3} \quad \text{или} \quad D = \frac{\lambda_0 v}{3p}, \quad \text{если ввести} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{p}, \quad (5.2)$$

где λ_0 — средний свободный пробег при единичном давлении; p — давление.

Коэффициенты диффузии очень сильно отличаются по величине для тяжелых ионов и электронов. Однако различие не только в их абсолютных значениях. Коэффициенты диффузии для тяжелых положительных и отрицательных ионов можно считать независимыми от внешнего электрического поля. Это связано с тем, что при умеренных величинах напряженности полей энергия заряженных тяжелых ионов мало отличается от энергии нейтральных молекул, поскольку при соударениях тяжелых ионов с молекулами газа происходит интенсивный обмен энергией (упругие соударения частиц с равными массами). Если же энергия ионов мало меняется за счет внешнего поля, то и величины λ_0 и v изменяются слабо. Для электронов дело обстоит иначе. Так как в результате упругого соударения электроны теряют малую долю своей энергии, то в электрическом поле средняя энергия электронов будет зависеть от напряженности электрического поля и, кроме того, величины λ для электронов зависят от их скорости v .

О величинах коэффициентов диффузии для ионов можно судить по данным табл. 5.2, где они даны для $p = 1 \text{ атм}$ и тем-

Таблица 5.2

Коэффициенты диффузии, $см^2/сек$, для положительных и отрицательных ионов

Газ	Воздух	H ₂	N ₂	CO ₂	O ₂
D ⁺	0,032	0,13	0,029	0,025	0,030
D ⁻	0,042	0,19	0,041	0,026	0,041

пературы, равной 15°C . Рост температуры увеличивает среднюю скорость v , и коэффициент D повышается. При уменьшении давления возрастает λ , что также приводит к росту D . Как видно из табл. 5.2, коэффициенты диффузии для положительных и отрицательных тяжелых ионов различаются незначительно. Отличие в величинах D^{+} и D^{-} , видимо, связано с различным распределением положительных и отрицательных зарядов в атомах среды.

Для электронов величины D значительно больше и зависят от отношения напряженности электрического поля к давлению E/p . Так, при атмосферном давлении коэффициент диффузии для электронов в CO_2 изменяется от 49 при $E/p = 2 \text{ в/(см}\cdot\text{мм рт. ст.)}$ до $2500 \text{ см}^2/\text{сек}$ при $E/p = 16 \text{ в/(см}\cdot\text{мм рт. ст.)}$. Значительно слабее зависят коэффициенты диффузии электронов от отношения E/p в водороде, аргоне и азоте. Так, в аргоне $D \approx 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ при изменении E/p от 0,1 до $15 \text{ в/(см}\cdot\text{мм рт. ст.)}$, а в водороде D изменяется от 320 до $2500 \text{ см}^2/\text{сек}$ при изменении E/p от 0,25 до $50 \text{ в/(см}\cdot\text{мм рт. ст.)}$. Приведенные здесь величины коэффициентов диффузии даны для давления газов, равного 760 мм рт. ст. . Изменение давления при сохранении отношения E/p меняет коэффициент диффузии для электронов в $1/p$ раз.

Рекомбинация. Процессы возникновения нейтральных атомов и молекул при столкновениях положительных и отрицательных ионов или при столкновениях положительных ионов и электронов называют рекомбинацией ионов или электронов соответственно. Вероятность рекомбинации частиц зависит от их относительной скорости: чем меньше скорость, тем больше вероятность рекомбинации. По этой причине процесс рекомбинации электронов менее вероятен, чем процесс рекомбинации ионов. Скорость рекомбинации в заданных условиях будет, очевидно, зависеть от плотности зарядов обоих знаков. Если число актов рекомбинации, происходящих в единицу времени в единице объема, обозначить dn/dt , то, используя коэффициенты рекомбинации (множители пропорциональности), можно записать следующее соотношение:

$$\frac{dn}{dt} = -an_{+}n_{-}, \quad (5.3)$$

где a — коэффициент рекомбинации, $\text{см}^3/\text{сек}$; n_{+} , n_{-} — плотность зарядов в единице объема. Коэффициенты рекомбинации оценивают величинами для ионов примерно 10^{-6} и $10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$ для электронов при условии равномерного распределения зарядов одного и другого знака в рассматриваемом объеме. Следует отметить, что величины коэффициентов рекомбинации зависят от вида газа и средней энергии ионов и электронов.

Если считать, что в момент $t = 0$ в некотором объеме образованы заряды с одинаковой плотностью $n_{+} = n_{-} = n_0$, и если заряды исчезают только за счет рекомбинации, то из соотношения (5.3)

можно получить распределение плотности зарядов во времени:

$$n_+(t) = n_-(t) = n_0(t) = \frac{n_0}{1 + an_0 t}. \quad (5.4)$$

Это соотношение позволяет оценить по порядку величин допустимые плотности ионизации, если задано время сбора зарядов в ионизационной камере и допустимые потери зарядов за счет рекомбинации. Считая, что время сбора зарядов порядка 10^{-3} сек, а потери за счет рекомбинации не должны превышать 10%, получаем, что $an_0 \leq 10^2$. Это значит, что допустимая концентрация положительных и отрицательных ионов должна быть меньше 10^8 см⁻³, а соответствующая концентрация положительных ионов и электронов меньше 10^{12} см⁻³. Чтобы создать такую среднюю плотность ионов, необходим, например, поток γ -квантов около 10^{13} см⁻² с энергией 0,2 Мэв.

Приведенные вычисления показывают, что эффекты рекомбинации существуют лишь при большой вероятности образования электроотрицательных ионов. Правда, следует иметь в виду, что плотность зарядов при ионизации тяжелыми заряженными частицами очень велика в начальный момент и поэтому предположение о равномерном распределении зарядов по объему здесь неприменимо. При не очень больших интенсивностях α -излучения основной вклад в рекомбинацию вносит рекомбинация ионов внутри трека (колонок). Расчет процесса рекомбинации в колонках очень сложен, так как вероятность рекомбинации в ней зависит от коэффициента диффузии, величины и направления электрического поля, от удельной ионизации и т. д. Если интенсивность α -излучения велика, то необходимо учитывать рекомбинацию ионов, образующихся в различных колонках. В ионизационных камерах рекомбинация приобретает существенное значение, если в газе большая вероятность образования электроотрицательных ионов. Тогда рекомбинация происходит в два этапа: образование электроотрицательного иона и затем рекомбинация.

Образование электроотрицательных ионов. Взаимодействие электронов с нейтральными атомами и молекулами может приводить к образованию электроотрицательных ионов. Электроотрицательный ион стабилен, если его энергия в основном состоянии меньше, чем энергия основного состояния соответствующего нейтрального атома. Другими словами, энергия связи добавочного электрона должна быть положительной. Возможность существования электроотрицательного иона можно понять, рассматривая его как систему с рядом энергетических дискретных состояний. Энергия связи добавочного электрона определяется эффективным кулоновским полем ядра и электронов оболочки, которое убывает с расстоянием значительно быстрее, чем кулоновское поле точечного заряда. Добавочный электрон по принципу Паули может занимать лишь вакантные энергетические состояния. Поэтому

образование электроотрицательного иона у атомов с заполненной оболочкой маловероятно, так как присоединенный электрон должен находиться в состоянии с главным квантовым числом, на единицу большим, чем у внешних электронов. А это значит, что добавочный электрон будет находиться «далеко» от внешней заполненной электронной оболочки, т. е. в области, где поле ядра будет надежно экранировано электронной оболочкой атома.

Атомы с незаполненными внешними оболочками могут образовывать электроотрицательный ион, поскольку в этом случае дополнительный электрон может занять вакантное место «близко» от ядра и внешние электроны не будут полностью экранировать поле ядра. Приведенные качественные соображения находятся в согласии с наблюдениями. В газах обнаружены ионы O^- , O_2^- , NO_2^- , а также отрицательные ионы галоидов. Отрицательных ионов благородных газов Ar , Ne , He , а также азота не наблюдали. Энергии связи электронов для некоторых атомов даны в табл. 5.3.

Т а б л и ц а 5.3

Энергии связи электронов в электроотрицательных ионах

Ион	Водород	Гелий	Азот	Кислород	Неон	Хлор
Энергия связи, эв	+0,76	—0,53	+0,04	+3,80	—1,20	+3,70

Вероятность образования электроотрицательных ионов различна для разных ионов и зависит от скорости движения электронов. Вероятность образования отрицательного иона при столкновении электрона с атомом или молекулой характеризуют коэффициентом прилипания h , который определяется отношением сечения образования отрицательного иона к полному сечению взаимодействия электрона с атомом. Для того чтобы рассчитать число образованных отрицательных ионов, достаточно знать среднее число столкновений электронов с атомами ν и величину h . Тогда вероятность избежать захвата электрона при одном соударении равна $(1 - h)$, а при ν соударениях — $(1 - h)^\nu$. Следовательно, вероятность образования отрицательного иона при соударениях равна $[1 - (1 - h)^\nu]$. Величины коэффициентов прилипания в зависимости от условий, в которых находится газ, приведены в табл. 5.4.

Среднее число соударений электронов с атомами в единицу времени можно оценить, взяв отношение средней скорости теплового движения электронов v к средней длине свободного пробега при единичном давлении λ_0 , тогда при любом давлении p среднее число соударений будет равно vp/λ_0 . Величины λ_0 для газов с простыми молекулами равны 0,01—0,1 см при $p = 1$ мм рт. ст.

Таблица 5.4

Величины коэффициентов прилипания

$\frac{E/p,}{v/(cm \cdot mm \text{ рт. ст.})}$	0,25	1	12	20	32
O ₂	$10,4 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}
Пары H ₂ O	—	—	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$30 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-5}$

Полагая скорость электронов равной 10^7 см/сек, оценим время, необходимое для образования электроотрицательных ионов. Пусть в объеме с благородным газом при давлении 760 мм рт. ст. с примесью c % кислорода в момент $t = 0$ появились электроны и ионы. Найдем время t после ионизации, когда вероятность образования электроотрицательных ионов достигнет 10%. Считая сечения взаимодействия электронов с различными атомами одинаковыми, получаем, что в момент времени t вероятность образования отрицательного иона

$$P = [1 - (1 - 0,01ch)^{\frac{vtp}{\lambda_0}}], \quad (5.5)$$

откуда

$$t = \frac{\ln(1 - P)}{\frac{v}{\lambda_0} p \ln(1 - 0,01ch)}.$$

При $c = 100\%$ потребуется время около 10^{-7} сек и при $c = 1,0\%$ — около 10^{-5} сек. Это означает, что в кислороде при атмосферном давлении уже примерно через 10^{-6} сек после ионизации практически все электроны образуют отрицательные ионы.

Необходимо отметить, что электроотрицательные ионы могут образовываться не только при столкновениях электронов с атомами, но и при столкновении нейтрального атома с поверхностью металла. Этот процесс может иметь большую вероятность, если энергия связи добавочного электрона в атоме (отрицательном ионе) больше работы выхода электронов из металла. В ионизационных камерах и счетчиках процесс образования отрицательных ионов на катоде (отрицательном электроде) возможен в два этапа: положительный ион вблизи катода нейтрализуется и образует нейтральный атом в возбужденном состоянии, а затем возбужденный атом захватывает второй электрон. Последний процесс энергетически возможен, если сумма энергии возбуждения и энергии связи электрона в отрицательном ионе больше работы выхода электронов из металла.

5.2.2. Движение электронов и ионов в газе при наличии внешнего электрического поля

Без внешнего электрического поля, образовавшиеся в результате ионизации, электроны и ионы будут диффундировать и время их жизни (в бесконечном объеме) будет определяться рекомбинацией. Картина существенно изменяется, если объем, в котором происходит ионизация, поместить во внешнее электрическое поле. При достаточно большой напряженности поля заряды будут двигаться в направлении электродов. Это движение зарядов создает ток в камере и во внешней измерительной цепи. Величина плотности тока

$$j = j^+ + j^-, \quad (5.6)$$

где j^+ и j^- — компоненты тока, обусловленные движением положительных и отрицательных ионов соответственно. Рекомбинация ионов и их диффузия будут уменьшать величины j^+ и j^- . Если диффузией и рекомбинацией пренебречь, то плотность тока можно выразить через средние скорости движения зарядов вдоль силовых линий поля w^+ и w^- . Эти средние скорости называются скоростями дрейфа. Очевидно, что

$$j^+ = n^+ e w^+, \quad j^- = n^- e w^-, \quad (5.7)$$

где n^+ и n^- — количество ионов и электронов в единице объема (плотность ионов, электронов).

Имеет смысл более подробно рассмотреть дрейф зарядов в поле. Пусть в некоторый момент в объеме газа прошли заряженные частицы и образовали свободные электроны и ионы. Если внешнего поля нет, то ионы и электроны между соударениями движутся прямолинейно. Их движение можно характеризовать средним числом соударений в единицу времени ν , средним свободным пробегом между соударениями λ и средней скоростью теплового движения v . Очевидно, что $\lambda = v/\nu$. Когда имеется внешнее электрическое поле, то ионы между соударениями движутся уже под действием поля, их пути становятся параболическими, что само по себе при слабых полях не изменяет величин ν , v и λ , и за время между двумя соударениями ионы сдвигаются в направлении соответствующих электродов. Оказывается, что сравнительно быстро устанавливается средняя скорость движения ионов к соответствующим электродам при постоянном электрическом поле. Действительно, за время Δt произойдет $\nu \Delta t$ соударений и за это время ион сместится вдоль поля на величину Δx , т. е. за время Δt ион приобретает энергию $eE\Delta x$. В то же время в результате упругих и неупругих соударений заряд теряет часть своей энергии.

Если считать, что при каждом столкновении теряется доля энергии, равная fE (E — кинетическая энергия иона), то за время Δt потери составят $\nu fE\Delta t$. Пока потери энергии будут меньше, чем ее увеличение за счет движения в поле, энергия ионов будет

расти. Равновесие между приростом и потерями энергии наступает главным образом потому, что потери энергии при одном столкновении пропорциональны кинетической энергии иона. Насколько быстро наступает равновесие, зависит от доли f энергии, теряемой в одном столкновении. Для тяжелых ионов можно считать, что в каждом соударении теряется в среднем половина энергии. Поэтому тяжелые ионы не могут приобрести большой кинетической энергии и электрическое поле очень мало меняет средние величины v и λ , характеризующие их движение. Электроны, напротив, при одном столкновении теряют малую долю своей энергии. Так, в благородных газах $f \approx 10^{-3}$, в CO_2 — $f \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, электроны в электрическом поле могут приобрести большую энергию, верхняя граница которой определяется нижними уровнями, возбуждаемыми при неупругих соударениях.

Для ионов, как будет показано ниже, в результате установившегося равновесия и слабой зависимости энергии ионов от величины напряженности поля скорость дрейфа пропорциональна напряженности поля и обратно пропорциональна давлению газа $w^+ = \mu^+ E/p$, где μ^+ — коэффициент пропорциональности, называемый подвижностью ионов, который равен скорости дрейфа ионов в поле с единичной напряженностью и при единичном давлении. Скорость дрейфа ионов можно вычислить довольно просто, если предположить, что эта средняя скорость в направлении электродов приобретается ионами между двумя соударениями. Такое предположение для тяжелых ионов выполняется достаточно хорошо, поскольку в этом случае f велико. Тогда средняя скорость определится силой, действующей на ион eE/M , где M — масса иона, и средним временем ее действия $\langle t \rangle$. Среднее время между двумя соударениями $\langle t \rangle$ пропорционально среднему пробегу между соударениями и обратно пропорционально средней скорости теплового движения, т. е.

$$w = \frac{eE}{M} \langle t \rangle \approx \frac{eE}{M} \frac{\lambda_0}{pv}. \quad (5.8)$$

Как уже отмечалось выше, тяжелые ионы будут очень мало изменять свою энергию за счет действия электрического поля, поскольку в каждом соударении происходит интенсивный обмен энергией. А это значит, что величины v и λ_0 можно считать независимыми от величины напряженности поля E . Обозначая $\mu = e\lambda_0/Mv$, получаем

$$w = \mu \frac{E}{p}. \quad (5.9)$$

Принимая во внимание соотношения (5.2) и (5.8) и используя связь кинетической энергии ионов с температурой $E = \frac{3}{2} kT$, мож-

но связать подвижность ионов с коэффициентом диффузии:

$$\mu = \frac{e}{kT} Dp. \quad (5.10)$$

Величины подвижностей положительных и отрицательных ионов близки между собой. В табл. 5.5 даны величины подвижно-

Таблица 5.5

Подвижности положительных ионов при $p=1$ атм и $E=1$ в/см

Ион	Воздух	H ₂	Ar	He	CO ₂
μ^+ , см ² ·атм/(сек·в)	1,37	6,7	1,37	5,1	0,79

стей положительных ионов при единичном давлении (1 атм) и единичной напряженности поля (1 в/см). Как видно из таблицы, подвижности тем меньше, чем тяжелее молекулы. Такую зависимость можно понять, если в первом приближении считать свободный пробег одинаковым для всех газов. В этом случае подвижность обратно пропорциональна корню квадратному из массы иона.

Поскольку потери энергии электронами при одном соударении малы, то в электрическом поле электроны приобретают энергию, заметно превышающую энергию теплового движения. Поэтому величины среднего пробега и скорость движения между соударениями для электронов будут зависеть от величины напряженности электрического поля. По этим причинам для электронов скорость дрейфа является сложной функцией напряженности поля. Вид этой функции можно получить качественными рассуждениями для двух крайних случаев. Предположим вначале, что величина E/p мала настолько, что энергия, приобретаемая электроном за счет электрического поля, составляет малую долю от энергии теплового движения. В таком предположении скорость дрейфа электронов будет описываться так же, как и скорость дрейфа ионов, и будет пропорциональна величинам E/p . Теперь предположим, что средняя энергия электрона в электрическом поле намного больше энергии теплового движения. Рассмотрим равновесное состояние, когда энергия, приобретаемая электроном за счет поля, полностью расходуется при соударениях с молекулами газа. За 1 сек электрон пробегает путь w вдоль поля и приобретает энергию $w e E$. За это же время происходит v соударений, в каждом из которых молекулам газа передается часть энергии электрона, пропорциональная $\frac{1}{2} m v^2$. В силу равновесия

$$w e E = \frac{1}{2} m v^2. \quad (5.11)$$

Поскольку энергия электрона $\frac{1}{2} m v^2$ приобретена за счет поля, то отношение $\frac{m v^2}{2 e E}$ должно быть приблизительно постоянной

величиной. Тогда скорость дрейфа будет пропорциональна $v = v/\lambda$ или $\sqrt{E}$.

Скорость дрейфа электронов для некоторых газов в зависимости от отношения E/p приведена в табл. 5.6. Как видно из табли-

Таблица 5.6

Скорость дрейфа электронов (см/сек) в различных газах в функции E/p [$\text{э}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$]

E/p	Скорость дрейфа, $\times 10^{-6}$ см/сек, для					
	H_2	He	N	Ar	CO_2	CH_4
0,125	—	0,3	—	0,31	—	1,2
0,25	0,65	0,4	0,51	—	—	3,3
0,50	0,9	0,57	0,62	0,40	—	7,4
1,0	1,2	0,82	0,87	0,73	—	10,0
2,0	1,6	1,3	1,31	—	32	10,0
5,0	2,6	3,0	2,7	4,0	57	—

цы, наиболее «быстрыми» газами при невысоких значениях E/p являются CH_4 и CO_2 . Интересно, что при данных значениях E/p скорость дрейфа в смеси, содержащей лишь незначительные примеси углекислого газа, будет заметно больше, чем в чистом аргоне или в чистом углекислом газе.

Это явление, установленное экспериментально, имеет большое практическое значение при изготовлении камер с электронным собиранием. Имеет смысл разобраться в физической картине такого явления, которое легко понять, если учесть зависимость длины среднего пробега электронов между столкновениями от их энергии. Для благородных газов сечение взаимодействия электронов с атомами имеет максимум вблизи энергии 3 эв (для гелия) и 13 эв (для аргона). Ниже этой энергии сечение очень быстро падает и, следовательно, растут средние пробеги электронов между столкновениями. В чистом аргоне энергия первого возбужденного уровня высока (11,5 эв), поэтому даже при небольших внешних полях электроны будут иметь высокую кинетическую энергию около 10 эв. В углекислом газе, наоборот, имеется большое число уровней возбуждения при низких энергиях, следовательно, небольшие добавки углекислого газа в аргон значительно изменяют среднюю энергию движения электронов (при добавлении 10% CO_2 в Ar при $E/p = 1$ энергия движения электронов падает с 10 до 1 эв). Таким образом, добавление углекислого газа в аргон увеличивает средний свободный пробег электронов между соударениями, уменьшает скорость движения между соударениями, и, следовательно, увеличивает скорость дрейфа [см. формулу (5.8)].

5.2.3. Ионизационные камеры в токовом режиме

Устройство камер. Ионизационные камеры могут быть самых различных конфигураций (плоские, цилиндрические, сферические) и объемов (от долей 1 см^3 при измерениях тепловыделения в экранах реакторов до десятков и сотен литров при исследовании распределения рассеянного излучения в воздухе). Основные особенности ионизационных камер можно проиллюстрировать на примере плоской камеры, схема которой изображена на рис. 5.2. На этом же

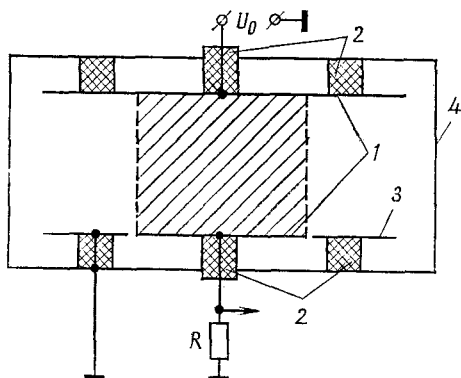


Рис. 5.2. Устройство плоской ионизационной камеры:

1 — электроды; 2 — изоляторы; 3 — охранные кольца; 4 — корпус камеры.

рисунке показана и схема подключения камеры к измерителю тока. Электроды камеры необходимо тщательно изолировать друг от друга. Сопротивление изоляции и приложенное рабочее напряжение U_0 определяют в конечном счете тот минимальный ток, созданный за счет ионизации, который можно измерить в камере. Чем меньше величина измеряемого тока, тем больше должно быть сопротивление изоляторов. Изоляторы должны обладать хорошим поверхностным сопротивлением. Это, в частности, предъявляет

ряд требований к материалам изоляторов — они должны хорошо обрабатываться, не адсорбировать влагу, быть устойчивыми к облучению и т. д. Такие изоляторы, как тефлон и полистирол, в больших полях ионизирующего излучения изменяют свои электрические свойства — их сопротивление уменьшается. Поэтому при больших интегральных потоках или при больших мощностях излучения лучше использовать неорганические изоляторы, такие, как кварц и окись алюминия. Удельное объемное сопротивление многих изоляторов достаточно велико, и токи утечки получаются малые по сравнению с током, обусловленным космическим излучением и естественной радиоактивностью. Но токи утечки по поверхности изоляторов могут быть значительно больше токов утечки за счет внутреннего сопротивления изоляторов.

Прежде чем рассмотреть пути уменьшения токов утечки, остановимся на другой причине, определяющей нижний предел измеряемых токов, — на космическом фоне и активности всех материалов. Одна α -частица в 1 ч создает ток, средняя величина которого около 10^{-17} а . Многие материалы испускают некоторое количество α -частиц. Так, с площади 100 см^2 стали испускает-

ся примерно 3 α -частица/ч, а со 100 см³ припоя — около 3000 α -частица/ч. Космическое излучение и почва дают до $2 \cdot 10^{-18}$ а с 1 см³ камеры.

Таким образом, для камер объемом до 100 см³ при необходимости измерения малых токов следует добиваться, чтобы токи утечки были менее 10^{-16} а. Их можно уменьшить, используя охранные электроды. Применение охранного электрода позволяет иметь

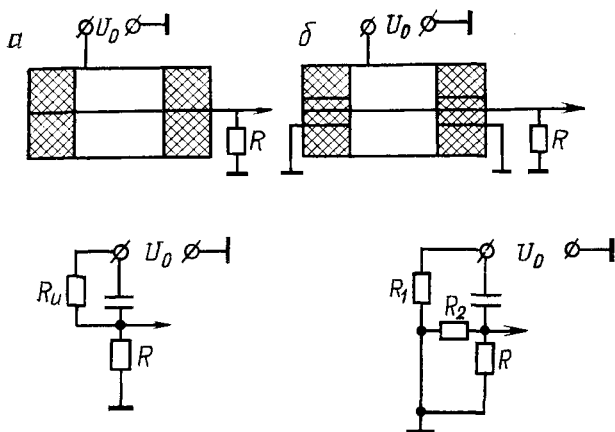


Рис. 5.3. Схема цилиндрической камеры без охранного кольца (а) и с ним (б). Показаны эквивалентные схемы включения камер: $R_u = R_1 + R_2$ — сопротивление изоляторов камеры; R — нагрузочное сопротивление.

небольшую, близкую к нулю разность потенциалов между охранным электродом и собирающим. Это особенно наглядно видно на диаграмме эквивалентных схем камеры с охранным электродом и без него (рис. 5.3).

Применение охранных электродов позволяет получить токи утечки меньше 10^{-16} а, т. е. токи, величина которых мала в сравнении с токами, обусловленными космическим излучением в камерах с объемом более 100 см³. Не менее важное значение охранные электроды имеют и для выравнивания поля в камерах. При точных измерениях токов, вызванных ионизирующим излучением, необходимо точно определить рабочий объем камеры и быть уверенным, что в нем поле достаточно для получения токов насыщения. Охранный электрод камеры, изображенной на рис. 5.2, четко ограничивает область, с которой производится сбор электронов и ионов (заштрихованная область камеры). При такой конструкции камеры поле на границах рабочего объема камеры практически не будет искажено.

Ток в камере при постоянной ионизации. Пусть в рабочем объеме плоской камеры площадью s и с расстоянием между электродами d возникает в единицу времени в единице объема n_0 пар

ионов. Если эта величина постоянна во времени, то ток в камере при пренебрежении потерями зарядов в результате диффузии и рекомбинации

$$I = en_0 s d. \quad (5.12)$$

Это соотношение следует из закона сохранения зарядов. (Кстати, для точного определения, например, плотности ионизации по измеряемому току I необходимо знать чувствительный объем камеры, т. е. необходимо его сформировать с помощью охранных электродов, как это указывалось выше.)

В случае постоянной ионизации ток, текущий в камере, можно выразить через плотности токов, образуемых дрейфом положительных и отрицательных зарядов:

$$I = (j^+ + j^-) s, \quad (5.13)$$

где j^+ и j^- — плотности соответствующих токов. Плотность тока — это произведение скорости движения зарядов на их плотность, т. е.

$$j^+ = en^+ w^+ \quad \text{и} \quad j^- = en^- w^-. \quad (5.14)$$

Чтобы найти j , необходимо определить n^+ и n^- . Для этого рассмотрим баланс числа частиц в слое Δx . В этом слое рождается $n_0 \Delta x$ пар ионов. Число входящих частиц в этот объем $n(x) w$, а выходящих — $n(x + \Delta x) w$. В силу установившегося равновесия

$$n_0 \Delta x = n(x) w - n(x + \Delta x) w$$

или

$$n_0 = \frac{dn}{dx} w. \quad (5.15)$$

Если считать, что направление оси x совпадает с направлением силовых линий электрического поля, а точка $x = 0$ совпадает с положительным электродом, то граничные условия для плотности положительных и отрицательных ионов будут следующие:

$$n^+(0) = 0 \quad \text{и} \quad n^-(d) = 0.$$

Используя граничные условия и баланс зарядов (5.15) находим

$$n^+(x) = \frac{n_0 x}{w^+}; \quad n^-(x) = \frac{n_0 (d - x)}{w^-}. \quad (5.16)$$

Подставляя распределения плотности зарядов $n^+(x)$ и $n^-(x)$ в выражение (5.13), получаем ранее записанное соотношение (5.12).

Задача о токе в плоской камере с учетом диффузии и рекомбинации легко решается, если предположить, что уменьшение тока за счет диффузии и рекомбинации мало и, что более важно, диффузия и рекомбинация не изменяют заметным образом распре-

делений плотности зарядов $n^+(x)$ и $n^-(x)$. Плотность тока с учетом диффузии

$$j^+ = en^+w^+ - D^+ \frac{dn^+}{dx} e. \quad (5.17)$$

Физический смысл второго члена в правой части выражения для плотности тока следующий. Ток в газе протекает даже при отсутствии электрического поля в результате неоднородности распределения зарядов. Величина этого тока в заданном направлении определяется произведением коэффициента диффузии на градиент плотности зарядов. Здесь следует заметить, что в рассматриваемой плоской камере при постоянной ионизации неоднородность в распределении зарядов будет лишь в направлении электрического поля (ось x).

Используя для решения в качестве первого приближения распределения плотности зарядов в виде (5.16), легко получить, что

$$\left. \begin{aligned} j^+ &= en_0x - D^+ \frac{n_0}{w^+} e \\ j^- &= en_0(d-x) - D^- \frac{n_0}{w^-} e. \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

и

Таким образом, величина тока с учетом диффузии

$$I = en_0sd - es \left(\frac{n_0}{w^+} D^+ + \frac{n_0}{w^-} D^- \right). \quad (5.19)$$

Относительные потери тока за счет диффузии составят

$$-\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{дифф}} = \left(\frac{D^+}{w^+d} + \frac{D^-}{w^-d}\right). \quad (5.20)$$

Выражая коэффициенты диффузии через скорости дрейфов согласно (5.9) и (5.10), получаем

$$-\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{дифф}} = \left(\frac{kT^+}{U_0e} + \frac{kT^-}{U_0e}\right), \quad (5.21)$$

где kT^+ и kT^- — энергии носителей зарядов соответствующих знаков. Для тяжелых ионов величина kT должна быть порядка энергии теплового движения, и поэтому потери тока за счет диффузии тяжелых ионов заметны лишь при напряжениях меньше нескольких вольт. Электроны могут иметь энергию, превышающую

энергию теплового движения в сто и более раз. Даже при напряжениях около 100 в величина $\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{дифф}}$ составит несколько процентов.

Используя распределение плотности зарядов в виде (5.16), оценим относительные потери тока за счет рекомбинации, полагая, что плотность электроотрицательных ионов равна $\xi n^-(x)$. Как уже отмечалось выше, имеет смысл рассматривать только рекомбинацию положительных и отрицательных ионов, вероятность рекомбинации которых намного больше вероятности рекомбинации положительных ионов и электронов. Относительные потери тока за счет рекомбинации в плоской камере можно рассчитать по следующей формуле:

$$-\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{рек}} = \frac{es\xi \int_0^d an^+(x)n^-(x)dx}{en_0sd}. \quad (5.22)$$

Подставляя в (5.22) выражения для плотности зарядов в виде (5.16), получаем

$$-\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\text{рек}} = \frac{a\xi n_0 d^2}{6w^+w^-} = a\xi \frac{n_0 p^2 d^4}{6\mu^+\mu^-U_0^2}. \quad (5.23)$$

Как видно из (5.23), потери тока за счет рекомбинации очень сильно зависят от размеров камеры. Они могут быть велики, если в камере образуются электроотрицательные ионы. Так, для камеры, наполненной воздухом до атмосферного давления при $d = 2$ см, $U_0 = 200$ в, $a = 2 \cdot 10^{-6}$ см³/сек и при облучении таким потоком γ -квантов, что в 1 см³ воздуха создаются в 1 сек ионы с зарядом 1CGSE, величина $\Delta I/I \sim 10\%$, если считать, что все отрицательные заряды существуют в виде отрицательных ионов ($\xi = 1$). Уменьшение расстояния между электродами всего на 20% снижает потери вдвое.

Если камеры наполнены газами, для которых мала вероятность образования электроотрицательных ионов, то эффекты рекомбинации имеют значение при регистрации тяжелых заряженных частиц с малой энергией, для которых очень велика плотность образуемых зарядов. Высокая плотность ионов в первый момент после ионизации приводит к рекомбинации ионов и электронов в колонках. Расчет этого эффекта очень сложен, тем более что рекомбинация в колонках зависит от очень многих причин и в том числе от ориентации пути частицы относительно силовых линий электрического поля камеры. Наименьшая рекомбинация в колонках будет для тех частиц, направление движения которых перпендикулярно силовым линиям поля. В этом случае заряды разных знаков разделяются наиболее быстро.

Динамические характеристики камеры в токовом режиме. Ток, проходящий через камеру, можно измерять по потенциалу на внешнем сопротивлении R (см. рис. 5.2). Чем меньше ток, тем необходимы большие величины внешнего сопротивления. Если интенсивность ионизирующего излучения изменяется, то и ток в камере, и, следовательно, потенциал на внешнем сопротивлении будут изменяться. Однако изменения последнего будут происходить с запозданием, время которого определяется постоянной RC , где C — суммарная емкость камеры и измерительного прибора. Инерционность камеры высокой чувствительности может достигать больших величин. Так, если сопротивление около 10^{12} ом, а емкость примерно 10^{-11} ф, то $RC \sim 10$ сек, т. е. заметить изменения интенсивности ионизирующего излучения с частотой большей, чем 0,05 гц, невозможно. Рассмотрим, каким образом меняется потенциал на сопротивлении R , если задано изменение тока камеры во времени $i(t)$. Уравнение Кирхгофа связывает изменение потенциала $V(t)$ с мгновенным значением тока $i(t)$ следующим образом:

$$V(t) + RC \frac{dV(t)}{dt} = Ri(t). \quad (5.24)$$

Это уравнение решается методом вариации постоянных:

$$V(t) - V(t=0) = e^{-t/RC} \frac{1}{C} \int_0^t e^{t'/RC} i(t') dt'. \quad (5.25)$$

Для примера рассмотрим камеру, интенсивность облучения которой нарастает линейно в интервале $0 \leq t \leq t_1$ и затем при $t = t_1$ становится постоянной. Будем считать, что ток, протекающий в камере, безынерционно следует за изменением интенсивности излучения. В этих предположениях

$$\left. \begin{aligned} i(t) &= \frac{I_0}{t_1} t \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq t_1; \\ i(t) &= I_0 \quad \text{при} \quad t \geq t_1. \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

Подставляя (5.26) в (5.25), получаем с учетом, что $V(t=0) = 0$:

$$V(t) = I_0 R \frac{t}{t_1} - \frac{I_0 R \cdot RC}{t_1} (1 - e^{-t/RC}) \quad (5.27)$$

при $0 \leq t \leq t_1$.

Если бы $i(t)$ мгновенно падало до нуля в момент $t = t_1$, то при $t \geq t_1$ конденсатор стал бы разряжаться, т. е.

$$V(t) = V(t_1) e^{-\frac{t-t_1}{RC}}. \quad (5.28)$$

Учитывая последнее соотношение, нетрудно получить и величины $V(t)$ при $t \geq t_1$:

$$V(t) = V(t_1) e^{-\frac{t-t_1}{RC}} + I_0 R (1 - e^{-\frac{t-t_1}{RC}}). \quad (5.29)$$

Флуктуации ионизационного тока в камере. Полученные соотношения (5.27) — (5.29) показывают, что измеряемое напряжение в меньшей степени подвержено флуктуациям, чем вызывающие их флуктуации тока в ионизационной камере. При измерениях интенсивности излучения с помощью камер по величине ионизационного тока (или напряжения на выходном сопротивлении камеры) мгновенные значения показаний приборов испытывают флуктуации даже в тех случаях, когда средняя интенсивность излучения остается постоянной. Флуктуации выходного сигнала обусловлены статистическими флуктуациями числа зарядов, образующихся в камере, а также флуктуациями, связанными с процессами зарядки — разрядки выходной емкости. Пусть при средней постоянной ионизации через камеру протекает ток, средняя величина которого равна $\langle I_0 \rangle$ и соответствующее среднее напряжение $\langle V \rangle$ на выходном сопротивлении R . Пусть, далее, в камере в среднем за единицу времени образуется заряд nqe (q — число зарядов, которые создаются каждой из n частиц, поступающих в единицу времени в камеру). Заряд на конденсаторе C в произвольно выбранный момент времени зависит от того, какой ток протекал в камере до этого момента t_0 . Если в момент времени t в интервале dt в камере образован заряд $neqdt$, то к моменту времени $t_0 > t$ заряд на емкости C будет равен

$$neqe^{-\frac{t_0-t}{RC}} dt.$$

Величина среднеквадратичного отклонения заряда, возникающего за время от t до $t + \Delta t$, равна $qe \sqrt{n\Delta t}$, если считать, что флуктуации обусловлены в основном отклонениями от среднего числа частиц, попадающих в камеру. Тогда величина среднеквадратичного отклонения в момент t_0 составит $eq \sqrt{ndt} e^{-\frac{t_0-t}{RC}}$. Полное среднеквадратичное отклонение для заряда σ_Q^2 в момент t_0 можно получить, если просуммировать средние квадраты отклонений зарядов, созданных во все моменты времени $t < t_0$, т. е.

$$\sigma_Q^2 = \int_{-\infty}^{t_0} q^2 e^2 n e^{-2\frac{t_0-t}{RC}} dt = \frac{q^2 e^2 n R C}{2}. \quad (5.30)$$

Учитывая связь между средним зарядом и средним током $\langle Q \rangle = RC \langle J_0 \rangle$, получаем

$$\sigma_I^2 = \frac{ne^2 q^2}{2RC} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_I^2}{\langle I_0 \rangle^2} = \frac{1}{2nRC}. \quad (5.31)$$

Аналогично, флуктуации напряжения на выходном сопротивлении

$$\sigma_V^2 = \frac{q^2 n e^2 R}{2C} \quad \text{и} \quad \frac{\sigma_V^2}{\langle V \rangle^2} = \frac{1}{2nRC}. \quad (5.32)$$

Таким образом, чтобы повысить точность измерения при малых значениях n , необходимо выбирать достаточно большие RC , а чтобы величина среднеквадратичного отклонения не превышала 1%, необходимо $nRC > 5 \cdot 10^3$. Точность измерения тока можно повысить, если усреднить показания прибора во времени. Если возможно усреднение за время t_1 , большее в несколько раз, чем величина RC , то величина среднеквадратичного отклонения измеренной величины уменьшится в $\sqrt{RC/t_1}$ раз.

5.2.4. Ионизационные камеры в импульсном режиме

Общие замечания. Схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме работы показана на рис. 5.4. Такая схема позволяет измерить заряд или ток, который обусловлен движе-

нием ионов в камере, созданных отдельной ионизирующей частицей, при условии разумного выбора постоянной времени RC . Если постоянная RC больше времени движения ионов в камере, то амплитуда импульса напряжения определяется отношением числа пар ионов, образуемых в камере регистрируемой частицей, к сумме емкости камеры и паразитных емкостей. Так, если энергия заряженной частицы 5 Мэв, а эквивалентная емкость 20 пф, то максимальное значение импульса

на входе усилителя составит 1,2 мв, если учесть, что для образования пары ионов необходима энергия 30 эв. Считая, что число пар ионов, созданных в камере ионизирующей частицей, пропорционально ее энергии, можно исследовать с помощью ионизационной камеры в импульсном режиме не только распределение частиц во времени, но и их распределение по поглощенной в камере энергии. Форма импульса, его длительность определяются постоянной времени RC и скоростью движения электронов и ионов. Как будет ясно из последующего изложения, длительность импульса даже при малых значениях RC не может быть меньше времени движения элект-

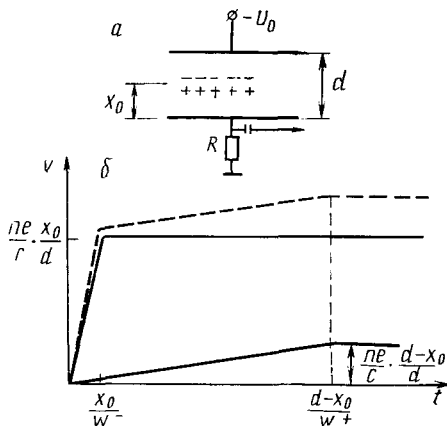


Рис. 5.4. Включение плоской камеры в импульсном режиме (а) и форма импульса напряжения (б).

ронов в камере. Это означает, что камера сможет регистрировать частицы как отдельные события, если временные интервалы между ними будут больше, чем время сбора носителей зарядов на электроды камеры. В противном случае импульсы от отдельных частиц будут налагаться, что искажает временное и энергетическое распределения регистрируемых частиц. Для устранения нежелательного эффекта наложения импульсов необходимо, чтобы среднее расстояние между импульсами, регистрируемыми камерой, было много меньше длительности импульсов. Форму импульсов в ионизационных камерах можно вычислить по теореме Рамо — Шокли.

Теорема Рамо — Шокли. Эта теорема устанавливает связь между током в проводнике и направлением и скоростью движения заряда. Если в пространстве между произвольно расположенными заземленными проводниками движется заряд e со скоростью v , то в цепи каждого проводника возникает ток I , величина которого определяется следующим соотношением:

$$i(t) = E_v(t) v(t) e, \quad (5.33)$$

где E_v — составляющая вектора напряженности электрического поля вдоль скорости заряда v , которая была бы в точке, где в данный момент t находится заряд, при условии, что этот заряд удален, а потенциал проводника, для которого определяется ток, равен единице, а остальные проводники заземлены. Зависимость величины напряжения на эквивалентной емкости во времени $V(t)$, т. е. форма импульса, будет пропорциональна величине заряда $Q(t)$ на емкости. Если можно считать, что емкость не успевает разрядиться за время движения электронов и ионов к электродам камеры, то

$$V(t) = \frac{Q(t)}{C} = \frac{\int_0^t i(t) dt}{C} = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) v(t) dt. \quad (5.34)$$

Как уже было показано раньше, электроны и ионы во внешнем электрическом поле имеют результирующую составляющую скорости, направленную вдоль вектора напряженности поля. Эта составляющая — скорость дрейфа. При использовании теоремы Рамо — Шокли для расчета формы импульса в камере под скоростью движения зарядов следует понимать скорость дрейфа ионов или электронов. Это очевидное утверждение (скорости электронов и ионов между соударениями изотропно распределены в пространстве) существенно упрощает вычисления. Изменение напряжения, обусловленное движением положительных или отрицательных ионов, будет иметь следующий вид:

$$V^+(t) = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) w^+(t) dt; \quad V^-(t) = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) w^-(t) dt, \quad (5.35)$$

а суммарное изменение напряжения на емкости

$$V(t) = V^+(t) + V^-(t). \quad (5.36)$$

Для случая любых значений RC необходимо рассмотреть процесс не только зарядки, но и разрядки емкости. Приращение заряда за время dt по (5.33) равно $eE_v(t) w(t) dt$, утечка заряда пропорциональна мгновенному значению заряда $Q(t)$ и постоянной $1/RC$, т. е. $-Q(t) \frac{dt}{RC}$. Таким образом, изменение заряда

$$\frac{dQ}{dt} = -Q(t) \frac{1}{RC} + eE_v(t) w(t). \quad (5.37)$$

Решение этого дифференциального уравнения имеет вид [см. (5.24) и (5.25)]:

$$Q(t) = e^{-t/RC} \int_0^t eE_v(t') w(t') e^{t'/RC} dt'. \quad (5.38)$$

В простейшем случае $E_v = \text{const}$ и $w = \text{const}$ (плоская камера)

$$Q(t) = eE_v w RC (1 - e^{-t/RC}) \quad (5.39)$$

и

$$V(t) = \frac{eE_v w RC}{C} (1 - e^{-t/RC}). \quad (5.40)$$

Полученные результаты (5.39) и (5.40) справедливы при $0 \leq t \leq t^*$, где t^* — время движения зарядов от места образования до собирающего электрода. При $t \geq t^*$

$$V(t) = V^* e^{-t'/RC}, \quad (5.41)$$

где

$$V^* = \frac{eE_v w RC}{C} (1 - e^{-t^*/RC});$$

$$t' = t - t^*; \quad t' \geq 0.$$

Форма импульса в плоской камере. В плоской камере с расстоянием между плоскопараллельными электродами d электрическое поле постоянно и при единичном напряжении на собирающем электроде $E_v = 1/d$. Пусть заряженная частица проходит параллельно плоскости электродов на расстоянии x_0 от положительного собирающего электрода и создает n пар ионов. Тогда, учитывая, что скорости дрейфа электронов и ионов будут постоянными в плоской камере, и считая величину постоянной RC большой в сравнении с временем сбора ионов d/w^+ , полу-

$$V^-(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') dt' = \frac{ne}{C} \cdot \frac{w^-}{d} t \quad (5.42)$$

и

$$V^+(t) = \frac{new^+}{Cd} t.$$

Выражения для $V^-(t)$ и $V^+(t)$ справедливы при $0 \leq t \leq \frac{x_0}{w^-}$ и $0 \leq t \leq \frac{d-x_0}{w^+}$ соответственно. Суммарная величина (пунктир) $V(t) = V^-(t) + V^+(t)$ и ее составляющие показаны на рис. 5.4. Максимальные значения импульса

$$V_{\text{макс}}^- = \frac{ne}{C} \cdot \frac{x_0}{d}; \quad V_{\text{макс}}^+ = \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d}; \quad V_{\text{макс}} = \frac{ne}{C}. \quad (5.43)$$

Максимальное значение $V(t)$ не зависит от места образования ионов в камере и равно ne/C . Но чтобы получить амплитуду ne/C , необходимо время около d/w^+ , т. е. порядка миллисекунд. Использование камер со столь длинными импульсами неудобно, так как временные характеристики прибора не могут удовлетворить многим задачам. Такие камеры с большими постоянными $RC \gg d/w^+$ называют *камерами с полным (или ионным) собиранием*. Основное преимущество таких камер состоит в том, что максимальное значение амплитуды импульса определяется только числом образованных в камере пар ионов и не зависит от места попадания ионизирующей частицы в камеру и от ее ориентации. Камера может иметь значительно лучшие временные характеристики, если использовать меньшие значения RC и при этом выбрать газы для ее наполнения с малой вероятностью образования электроотрицательных ионов. Какова же будет форма импульса в плоской камере, если выбирать величину $d/w^- < RC < d/w^+$? С этой целью используем зависимости (5.39) и получим

$$\left. \begin{aligned} V^-(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{RCw^-}{d} (1 - e^{-t/RC}) \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq \frac{x_0}{w^-}; \\ V^-(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{RCw^-}{d} (1 - e^{-\frac{x_0}{RCw^-}}) e^{-\frac{t - \frac{x_0}{w^-}}{RC}} \quad \text{при} \quad t \geq \frac{x_0}{w^-}. \end{aligned} \right\} \quad (5.44)$$

Выражения для составляющей импульса, обусловленной движением положительных ионов, следующие:

$$\left. \begin{aligned} V^+(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{RCw^+}{d} (1 - e^{-t/RC}) \text{ при } 0 \leq t \leq \frac{d-x_0}{w^+}; \\ V^+(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{RCw^+}{d} (1 - e^{-\frac{d-x_0}{RCw^+}}) e^{-\frac{t - \frac{d-x_0}{w^+}}{RC}} \text{ при } t \geq \frac{d-x_0}{w^+}. \end{aligned} \right\} \quad (5.45)$$

Из (5.44) видно, что $V^-(t)$ будет иметь максимум в момент времени $t = x_0/w^-$; поскольку $d/w^- < RC$, то $V_{\text{макс}}^- \approx \frac{ne}{C} \cdot \frac{x_0}{d} (1 - \frac{x_0}{2RCw^-})$. Функция $V^+(t)$ достигнет максимума или в момент $t \approx 3RC$, если $RC < (d-x_0)/w^+$, или в момент $(d-x_0)/w^+$, если $RC > (d-x_0)/w^+$. В первом случае

$$V_{\text{макс}}^+ \approx \frac{ne}{C} RC \frac{w^+}{d},$$

а во втором

$$V_{\text{макс}}^+ \approx \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d} \left(1 - \frac{d-x_0}{2RCw^+} \right).$$

Поскольку скорость дрейфа электронов почти в 10^3 раз больше скорости дрейфа ионов, то нетрудно подобрать такую величину RC , чтобы $d/w^- < RC \ll d/w^+$. Тогда отношение $V_{\text{макс}}^-/V_{\text{макс}}^+ \approx \approx x_0/w^+ RC$ при $x_0 < d$ и $V_{\text{макс}}^-/V_{\text{макс}}^+ \approx x_0/(d-x_0)$ при $x_0 \approx d$. Таким образом, амплитуды импульсов, обусловленные движением электронов, будут во много раз больше амплитуд импульсов, обусловленных движением ионов (кроме случаев первичной ионизации при $x_0 \ll d$).

Другими словами, можно пренебречь током, индуцированным движением положительных ионов. Камеры с таким режимом работы носят название *камер с электронным собиранием*. В камерах с электронным собиранием, когда величина $RC \gg d/w^-$, максимальное значение импульса зависит от места ионизации и от ориентации пути частицы в камере. Зависимость амплитуды импульса в камерах с электронным собиранием от места попадания и направления движения частицы обычно называют *индукционным эффектом*. Этот эффект — очень нежелательное явление, поскольку частицы с одинаковой энергией могут создать импульсы с различными амплитудами.

Имеется много способов уменьшения индукционного эффекта. Рассмотрим некоторые из них.

Предположим, что $RC \ll d/w^-$, тогда, как следует из (5.44), амплитуда импульса $V_{\text{макс}}^- = \frac{ne}{C} \cdot \frac{RCw^-}{d}$ для всех частиц, создавших

ионизацию на таком расстоянии x_0 от собирающего электрода, когда $x_0/w^- \gg 3RC$. Таким образом, для всех этих частиц амплитуда импульса не зависит от места ионизации. Но амплитуда импульса в этом случае будет в RCw^-/d раз меньше, чем амплитуда при полном собирании. В этом случае импульс нарастает до своего максимального значения за время порядка $4RC$ и затем имеет плато до $t = x_0/w^-$, после чего спадает по экспоненте с постоянной RC .

Максимальное значение импульса зависит от выбранного значения RC и тем больше, чем больше RC . Но чем больше RC , тем меньше область камеры, в которой не будет индукционного эффекта. Если потребовать, чтобы индукционный эффект не влиял на амплитуду импульса в 0,9 объема камеры, то

$$RC \approx \frac{1}{3} \frac{(x_0)_{\text{мин}}}{w^-} \approx \frac{0,1d}{3w^-}.$$

Рис. 5.5. Схема плоской камеры с сеткой.

В камере, наполненной аргоном до давления 0,5 атм, при $d = 1$ см и $U_0 = 100$ в $w^- \sim 4 \cdot 10^5$ см/сек необходимая величина $RC \approx 8 \cdot 10^{-8}$ сек. Максимальное значение амплитуды составит всего лишь примерно 0,03 ne/C.

Иногда индукционный эффект можно уменьшить (и даже совсем от него избавиться), если отделить область, где происходит образование ионов и электронов, от области, где движение электронов индуцирует ток на собирающем электроде. Объем камеры разделяется третьим электродом — сеткой. Расположение сетки и схема включения такой камеры показаны на рис. 5.5. Образованные в объеме I электроны дрейфуют в направлении собирающего электрода. Но пока дрейф происходит в области I, возникает лишь сеточный ток, поскольку собирающий электрод экранирован сеткой. Движение электронов в объеме II будет индуцировать ток на собирающем электроде.

Таким образом, независимо от места ионизации в объеме I все электроны будут индуцировать ток на собирающем электроде в течение времени движения по объему II. Очевидно, что собранный заряд в данном случае будет пропорционален числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей, а максимальное значение импульса

$$V_{\text{макс}} = \frac{x_0}{d} \cdot \frac{ne}{C}.$$

Сетку следует делать достаточно прозрачной, чтобы электроны

не оседали на ней, но, с другой стороны, достаточно плотной, чтобы обеспечить надежное экранирование собирающего электрода. Оседание электронов на сетке уменьшается, если увеличивать электрическое поле между сеткой и собирающим электродом. Наконец поле в области I должно быть достаточно большим, чтобы препятствовать рекомбинации и образованию электроотрицательных ионов.

Индукционный эффект слабее выражен в камерах с непостоянным по объему электрическим полем. С этих позиций особое внимание заслуживают цилиндрические и сферические камеры.

Форма импульса в цилиндрической камере. Напряженность поля в такой камере зависит от расстояния до центра камеры и определяется следующим выражением:

$$E = -\frac{U_0}{r \ln(r_2/r_1)}, \quad (5.46)$$

где U_0 — напряжение, приложенное к камере; r — расстояние от оси камеры, на котором определяется напряженность поля; r_2 и r_1 — радиусы внешнего и внутреннего электродов камеры. Зависимость $V(t)$ на центральном электроде камеры (рис. 5.6) получим при следующих условиях: постоянная времени $RC \gg r_2/w^+$, ионизирующая частица проходит в камере на расстоянии r_0 от центра камеры параллельно оси симметрии и создает n пар ионов, потенциал собирающего электрода выше потенциала внешнего электрода. Поскольку напряженность поля в точке r при единичном потенциале на собирающем электроде равна

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{1}{\ln(r_2/r_1)}, \text{ то}$$

$$\left. \begin{aligned} V^+(t) &= \frac{ne}{C} \int_0^t E_r w^+(t) dt = \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{w^+(t)}{r \ln(r_2/r_1)} dt; \\ V^-(t) &= \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{w^-(t)}{r \ln(r_2/r_1)} dt. \end{aligned} \right\} \quad (5.47)$$

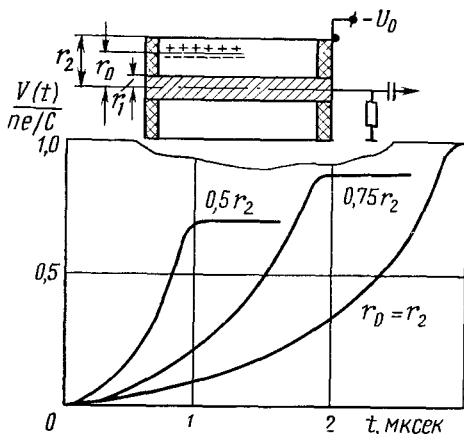


Рис. 5.6. Схема цилиндрической камеры в импульсном режиме и зависимость от времени амплитуды импульса на аноде, обусловленного движением электронов для $r_2/r_1 = 10$ при разных r_0/r_2 .

В этом случае скорость дрейфа зависит от времени, которое связано с координатой r . Заметим, что $w = dr/dt$. Для положительных ионов $w^+ = \mu^+ \frac{E}{p} = \mu^+ \frac{U_0}{r \ln(r_2/r_1) p}$. Найдем связь между текущими значениями r и t :

$$\int_{r_0}^r r dr = \int_0^t \mu^+ \frac{U_0 dt}{p \ln(r_2/r_1)}; \quad \frac{r^2}{2} - \frac{r_0^2}{2} = \mu^+ \frac{U_0 t}{p \ln(r_2/r_1)}. \quad (5.48)$$

Подставляя в (5.47) значения w^+ и r из выражения (5.48), получаем

$$V^+(t) = \frac{ne}{2C \ln(r_2/r_1)} \ln \left[1 + \frac{2\mu^+ U_0 t}{pr_0^2 \ln(r_2/r_1)} \right]. \quad (5.49)$$

Максимальное значение импульса $V_{\text{макс}}^+$ достигается при $r = r_2$ или в момент времени $t = \frac{p \ln(r_2/r_1)}{U_0 \mu^+} \cdot \frac{r_2^2 - r_0^2}{2}$. Подставляя в (5.49) время, когда импульс достигает своего максимального значения, находим

$$V_{\text{макс}}^+ = \frac{ne}{C} \cdot \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (5.50)$$

Скорость дрейфа электронов сложным образом зависит от напряженности поля, и эта зависимость различна для разных газов. В первом приближении можно считать, что для таких газов, как водород, гелий, кислород и азот скорость дрейфа пропорциональна корню квадратному из напряженности поля, поэтому можно принять, что $w^- = \sqrt{E/E_0} \cdot w_0^-$. Следует помнить, что вид зависимости w^- от напряженности поля не повлияет на величину $V_{\text{макс}}^-$, а скажется только на зависимости $V^-(t)$. Учитывая принятую зависимость w^- от E , получаем связь между r и t после решения уравнения, аналогичного (5.48):

$$\frac{2}{3} r_0^{3/2} - \frac{2}{3} r^{3/2} = \frac{w_0^- \sqrt{U_0}}{\sqrt{E_0 \ln(r_2/r_1)}} t. \quad (5.51)$$

После подстановки в (5.47) w^- и r из (5.51) имеем

$$V^-(t) = -\frac{ne}{C} \cdot \frac{2}{3 \ln(r_2/r_1)} \times \\ \times \ln \left(1 - \frac{3}{2} \frac{w_0^- t \sqrt{U_0}}{r_0^{3/2} \sqrt{E_0 \ln(r_2/r_1)}} \right). \quad (5.52)$$

Максимальное значение импульса $V_{\text{макс}}^-$ достигается при $r = r_1$ или при $t = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{E_0 \ln(r_2/r_1)}}{w_0 \sqrt{U_0}} (r_0^{3/2} - r_1^{3/2})$, что следует из выражения (5.51). Таким образом,

$$V_{\text{макс}}^- = - \frac{ne}{C} \cdot \frac{\ln(r_1/r_0)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (5.53)$$

На рис. 5.6 показаны зависимости $V(t)$ для нескольких значений r_0 . Из полученных выражений для формы импульса и рис. 5.6 видно, что максимальное значение амплитуды импульса за счет движения электронов слабее зависит от места образования электронов и ионов, чем это было в плоской камере. При условии равновероятной ионизации по всему объему в плоской камере число импульсов, для которых $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$, равно числу импульсов, для которых $V_{\text{макс}}^+ \geq V_{\text{макс}}^-$. В цилиндрической камере $V_{\text{макс}}^- = V_{\text{макс}}^+$, если $r_0 = \sqrt{r_2 r_1}$ [ср. (5.50) и (5.53)]. Следовательно, при ионизации, происходящей на таких расстояниях от центра камеры, что $r_0 < \sqrt{r_2 r_1}$, $V_{\text{макс}}^- < V_{\text{макс}}^+$, а для $r_0 > \sqrt{r_2 r_1}$, $V_{\text{макс}}^- > V_{\text{макс}}^+$. При условии равновероятного попадания ионизирующих частиц в объем камеры вероятность появления импульсов с $V_{\text{макс}}^- > V_{\text{макс}}^+$ равна $\left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) \frac{1}{\left(1 - \frac{r_1^2}{r_2^2}\right)}$. Эта вероятность

получена как отношение части объема цилиндрической камеры при $r_0 \geq \sqrt{r_2 r_1}$ к объему камеры. Таким образом, в цилиндрической камере зависимость амплитуды электронного импульса от места образования ионов (индукционный эффект) слабее, чем в плоской. В цилиндрической камере влияние индукционного эффекта тем слабее, чем больше отношение радиусов электродов камеры r_2/r_1 .

Следует отметить, что большая вероятность появления импульсов с $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$ будет только в случае, когда потенциал на центральном электроде выше потенциала на внешнем электроде. Если изменить полярность напряжения U_0 , то амплитуда большинства импульсов в основном будет обусловлена движением положительных ионов.

Форма импульса меняется при различных величинах постоянной RC . Форму импульса с учетом малых значений RC вычислить трудно, поскольку скорость дрейфа электронов не имеет аналитической связи с величиной напряженности поля.

Форма импульса в сферической камере. Еще меньшее влияние оказывает индукционный эффект в сферической камере, поскольку здесь еще более резкая зависимость напряженности поля

от радиуса:

$$E = \frac{r_1 r_2}{(r_2 - r_1)} \cdot \frac{U_0}{r^2}, \quad (5.54)$$

где r_1 и r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электродов соответственно. Если зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля принять в виде $w^- = w_0^- \sqrt{E/E_0}$ и считать, что ионизация происходит в точке на расстоянии r_0 от центра камеры; центральный электрод, с которого снимается импульс, имеет потенциал выше потенциала внешнего электрода и постоянная RC велика, то зависимости для $V^+(t)$ и $V^-(t)$ можно получить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} V^+(t) &= \frac{ner_1 r_2}{(r_2 - r_1)C} \left[\frac{1}{r_0} - \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{r_1 r_2}{(r_2 - r_1)} \cdot \frac{3U_0 \mu^+}{p} t + r_0^3}} \right] \\ \text{для} \quad 0 \leq t \leq & - \frac{(r_2^3 - r_0^3)(r_2 - r_1)p}{3U_0 r_1 r_2 \mu^+}; \\ V^-(t) &= \frac{ner_1 r_2}{(r_2 - r_1)C} \left[\frac{1}{\left(r_0^2 - 2 \frac{w_0^- \sqrt{r_2 r_1 U_0}}{\sqrt{(r_2 - r_1) E_0}} t \right)^{1/2}} - \frac{1}{r_0} \right] \\ \text{для} \quad 0 \leq t \leq & \frac{(r_0^2 - r_1^2) \sqrt{E_0 (r_2 - r_1)}}{2w_0^- \sqrt{r_1 r_2 U_0}} \end{aligned} \right\} \quad (5.55)$$

Соответствующие максимальные значения амплитуд импульсов зависят следующим образом от места (r_0) возникновения ионов:

$$V_{\text{макс}}^+ = \frac{ne}{C} \cdot \frac{r_1}{r_0} \cdot \frac{r_2 - r_0}{r_2 - r_1}; \quad V_{\text{макс}}^- = \frac{ne}{C} \cdot \frac{r_2}{r_0} \cdot \frac{r_0 - r_1}{r_2 - r_1}. \quad (5.56)$$

Сравнивая выражения для $V_{\text{макс}}^+$ и $V_{\text{макс}}^-$, найдем, что в сферической камере $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$, если $r_0 \geq \frac{2r_1 r_2}{r_2 + r_1}$. Таким образом, вероятность появления импульсов (при условии равновероятного попадания частиц в любую часть камеры), для которых $V_{\text{макс}}^- \geq V_{\text{макс}}^+$, равна $\left[1 - \frac{8}{(1 + r_2/r_1)^3} \right] / [1 - (r_1/r_2)^3]$. Если $r_2/r_1 > 5$, то эта вероятность больше 0,96.

5.2.5. Основные характеристики импульсных ионизационных камер

Временные характеристики. При регистрации числа частиц, попадающих в камеру, с одной стороны, необходимо знать тот минимальный интервал времени между приходом частиц в камеру, когда эти частицы еще можно зарегистрировать как два отдельных события. С другой стороны, при исследовании распределения частиц во времени необходимо оценить, с какой точностью можно определить по импульсу момент прихода частицы в камеру. Наконец, можно поставить вопрос и такой: каково допустимое среднее число попаданий частиц в камеру в единицу времени, чтобы амплитудное распределение импульсов не искажалось в результате наложения импульсов? Рассмотрим временные характеристики на примере плоской камеры. Пусть электронная регистрирующая система имеет порог срабатывания U_d . Тогда время нарастания импульса t^* (электронная составляющая) до величины U_d можно определить по (5.44):

$$t^* \approx \frac{U_d}{ne} C \frac{d}{w^-}. \quad (5.57)$$

При этом предполагается, что $U_d < \frac{ne}{C}$ и $t^* < RC$. Чем выше чувствительность электронной схемы (меньше величина U_d), тем меньше время t^* . Как видно из (5.57), величина t^* тем меньше, чем больше энергия частицы и меньше размеры камеры.

Если во временном интервале t^* в камеру попадет несколько частиц, то они будут зарегистрированы как одна. Полагая, что порог срабатывания электронной схемы в десять раз меньше амплитуд импульсов ne/C , находим $t^* \sim 0,1d/w^-$. Для камер с $d \sim 5$ см и $w^- \sim 10^6$ см/сек $t^* \sim 5 \cdot 10^{-7}$ сек. Если считать, что электронная схема имеет разрешающее время много меньшее, чем t^* , то поправку на просчеты можно ввести по следующей формуле:

$$n_0 = \frac{n}{1 - n \langle t^* \rangle},$$

где $\langle t^* \rangle$ — среднее время нарастания для данного спектра частиц, попадающих в камеру.

Пусть две плоские камеры включены в схему совпадения и необходимо регистрировать частицы, совпадающие во времени.

Вначале условимся, как происходит регистрация совпадающих во времени импульсов. Будем считать, что формирующие ячейки схемы совпадений срабатывают, если на их входе сигнал превышает некоторую величину U_d и вырабатывают стандартные по амплитуде прямоугольные импульсы длительностью τ_c . Ячейка отбора совпадений срабатывает, если сигналы на нее приходят с расстоянием между передними фронтами импульсов $\leq \tau_c$. Может

показаться, что точность установления одновременности прихода двух частиц в камеры будет зависеть от величины τ_c . Это действительно так до тех пор, пока τ_c не будет достаточно малым. Найдем эту минимальную величину. Рассмотрим импульсы в плоской камере, работающей на электронном собирании, т. е. $d/w^+ \gg RC \gg d/w^-$. При облучении камер частицами с одинаковой энергией время нарастания импульса до значения U_d определяется (5.57). Конечно, в плоской камере не каждый импульс может достичь значения U_d , но если оно будет достигнуто, то за время t^* , определяемое (5.57). Однако это время имеет некоторый разброс, даже если все частицы имеют одинаковую энергию. Флуктуации в величине t^* обусловлены флуктуацией в числе пар ионов, созданных частицей, флуктуацией в величине скорости дрейфа w^- . Статистический разброс в величине $t^* (\overline{\Delta t^*})^2$ и будет тем пределом, до которого имеет смысл уменьшать величину τ_c . При регистрации совпадающих во времени частиц с разными энергиями величина t^* различна для частиц разных энергий. Импульс, созданный частицами с минимальной энергией, будет иметь наибольшее время нарастания $t_{\text{макс}}^*$ до U_d . Минимальное время нарастания t^* будет при ионизации частицами с максимальной энергией. Очевидно, что в этом случае τ_c не имеет смысла выбирать меньше, чем $t_{\text{макс}}^* - t_{\text{мин}}^*$. В цилиндрической (и тем более сферической) камере наибольший ток протекает в тот момент, когда электроны подходят к центральному собирающему электроду. Следовательно, разброс в величине t^* будет обусловлен в основном разностью времен движения электронов от места их образования до центрального электрода. Время нарастания импульса до заданного значения U_d при различных r_0 для цилиндрической и сферической камер можно вычислить по формулам (5.52) и (5.55).

При изучении амплитудных распределений амплитуда импульса от каждой частицы может быть измерена точно только при условии, если импульс от предыдущей частицы закончился (емкость полностью разрядилась). Продолжительность импульса складывается из времени нарастания (не больше времени дрейфа зарядов от места образования до электродов камеры) и времени спада, определяемых постоянной RC . Приведенные формы импульсов позволяют вычислить вероятность наложения импульсов при заданных спектральном распределении частиц и их потоке.

Энергетическое разрешение. Энергетическое разрешение камер в конечном счете определяется флуктуацией в числе образуемых заряженной частицей пар ионов и составляет

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = 2,36 \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{n}},$$

где F — фактор Фано, равный примерно 0,7 для рассматриваемого случая; n — число пар ионов.

Такой величины η можно достигнуть в том случае, если пробеги всех частиц укладываются в рабочем объеме камеры (отсутствует стеночный эффект), камера работает в режиме полного собирания (нет индукционного эффекта), малы амплитуды шумов усилителя, все частицы, попавшие в камеру, имеют одинаковую энергию. Минимальная величина η составляет примерно 3% при энергии заряженной частицы 0,1 Мэв и около 0,4% при энергии 5 Мэв.

В некоторых случаях действительно удается полностью избавиться от стеночного (источник помещен внутрь камеры на расстояниях от ее стенок, больших, чем пробеги заряженных частиц) и индукционного эффектов (плоская камера с сеткой, большие величины постоянной RC), и тогда получают величины η , близкие к расчетным. Так, в камерах с сеткой получено энергетическое разрешение для α -частиц с энергией 5 Мэв, равное 0,5%. При измерениях энергии частиц, которые образуются в результате взаимодействия нейтронов и γ -квантов с ядрами газа, наполняющего камеру, стеночным эффектом, как правило, пренебречь нельзя, и он приводит к увеличению величины η . Следует отметить, что для полного избавления от индукционного эффекта необходимо $RC \sim 10^{-3}$ сек, а это означает, что детектор будет обладать плохими временными характеристиками. В цилиндрических и сферических камерах возможно выбирать меньшие значения RC , допуская незначительное увеличение η за счет индукционного эффекта. Влияние на энергетическое разрешение стеночного и индукционного эффекта рассмотрено в гл. 10.

Эффективность регистрации. Ионизационные камеры регистрируют заряженные частицы, попавшие в рабочий объем камеры, со 100%-ной эффективностью, если амплитуда импульса превышает порог регистрирующего устройства. Несколько сложнее определить эффективность, когда ионизационные камеры используются для регистрации γ -квантов и нейтронов. Гамма-кванты можно зарегистрировать в камере по электронам, образующимся в результате рассеяния и поглощения γ -квантов. Пробеги электронов в газе велики (средний пробег электрона с энергией 0,5 Мэв в воздухе при нормальных условиях составляет около 1,5 м), и поэтому камеры практически не используют для определения энергии γ -квантов по электронам отдачи. При регистрации γ -квантов чаще используют камеры в токовом режиме, где при определенных условиях ток оказывается пропорциональным энергии, поглощаемой в стенках камеры. При необходимости можно вычислить и эффективность камеры, работающей в импульсном режиме. При расчете эффективности основная сложность в определении числа электронов, попадающих в рабочий объем камеры из ее стенок. Число электронов отдачи, которое образуется при взаимодействии γ -квантов с атомами газа, наполняющего камеру, обычно гораздо меньше. Расчет эффективности камеры при регистрации нейтронов рассмотрим на примере сферической камеры радиуса r_2 , наполненной BF_3 .

Если $N\sigma r_2 \ll 1$, то чувствительность камеры легко вычислить по формулам (4.23) и (4.24). Для потока нейтронов $\Phi(E)$ плотности ядер бора B^{10} в камере N и сечения взаимодействия $\sigma(E)$

$$S_d = \frac{4}{3} \pi r_2^3 N B \int \sigma(E) \Phi(E) dE \bigg/ \int \Phi(E) dE. \quad (5.58)$$

Чтобы вычислить S_d , в этом случае нет необходимости в информации об угловом распределении нейтронного потока (см. гл. 4).

Можно сравнительно легко определить и эффективность в случае изотропного потока нейтронов. Полагая в (4.21) $\Phi(\theta, \varphi) = \Phi_0/4\pi$ и выбирая систему координат так, что нормаль к элементу поверхности камеры имеет координаты $\theta_0 = \varphi_0 = 0$, получаем следующее выражение для эффективности:

$$\varepsilon_d = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \Theta \cos \Theta [1 - e^{-\Sigma l(\Theta)}] d\Theta \bigg/ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin \Theta \cos \Theta d\Theta, \quad (5.59)$$

где $\Sigma = N\sigma$ — макроскопическое сечение.

В данном случае $l(\Theta) = 2r_2 \cos \Theta$. Интегрируя (5.59), найдем

$$\varepsilon_d = 1 - \frac{2}{(2\Sigma r_2)^2} \{1 - e^{-2\Sigma r_2} (1 + 2\Sigma r_2)\} \quad (5.60)$$

или при $2\Sigma r_2 \ll 1$ $\varepsilon_d = \frac{4}{3} \Sigma r_2$. Отношение чувствительности камеры к ее эффективности дает площадь детектора πr_2^2 .

Вычислим еще эффективность детектора в случае параллельного пучка нейтронов. Чувствительность в этом случае будет той же [см. выражение (5.58)]. Эффективность будет определяться (при $2r_2\Sigma \ll 1$) произведением макроскопического сечения на средний путь нейтронов в сфере. Средний путь равен $4r_2/3$ и, следовательно,

но, $\varepsilon_d = \frac{4}{3} \Sigma r_2$, т. е. эффективность в случае изотропного и параллельного пучка нейтронов оказывается одинаковой. Можно легко

вычислить эффективность для плоского пучка и для случая $2\Sigma r_2 \gtrsim 1$. Можно показать, что эффективность в этом случае будет определяться (5.60). Наконец, если размеры камеры таковы, что $2\Sigma r_2 \gg 1$, то $\varepsilon_d = 1$, а $S_d = \pi r_2^2$. Следует отметить, что при $2\Sigma r_2 \gtrsim 1$ приведенные формулы справедливы в случае, если нейтроны только поглощаются ядрами бора. Если же сечение упругого рассеяния нейтронов сравнимо с сечением (n, α) -реакции, то расчеты значительно усложняются, поскольку необходимо вычислить вероятность поглощения нейтрона не только в первом акте взаимодействия (как это было сделано), но и после одного, двух и т. д. последовательных упругих соударений.

§ 5.3. ИОНИЗАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ С ГАЗОВЫМ УСИЛЕНИЕМ

При достаточно высокой напряженности поля дрейфующие к аноду электроны между соударениями могут приобрести энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Такие условия приводят к увеличению тока или амплитуды импульсов. Это явление — увеличение числа электронов за счет вторичной ионизации — носит название *газового усиления*.

Обратимся к вольт-амперной характеристике газового промежутка. На рис. 5.7 показаны амплитуды импульсов в цилиндрическом счетчике в зависимости от приложенного напряжения для двух различных начальных ионизаций. Видно, что в области 2 амплитуды импульсов вырастают в 10—100 раз и при этом сохраняется пропорциональность между величинами импульсов и начальной ионизацией. Эту область называют областью работы пропорционального счетчика. При дальнейшем увеличении напряжения пропорциональность нарушается, а затем амплитуда импульса оказывается независимой от первичной ионизации. Рассмотрим механизм газового усиления и дадим качественные объяснения поведения вольт-амперной характеристики.

Механизм газового усиления. Для осуществления вторичной ионизации необходимо, чтобы между столкновениями электрон приобрел энергию, достаточную для ионизации атомов, молекул газа. Считая, что электрон приобретает необходимую для вторичной ионизации энергию между двумя столкновениями, оценим напряженность электрического поля. Например, средний свободный пробег электрона между соударениями в водороде при давлении примерно 100 мм рт. ст. около 10^{-3} см. Чтобы происходила ионизация атомов водорода, необходима энергия выше 15 эв. Таким образом, в рассматриваемом примере для вторичной ионизации необходимо электрическое поле напряженностью выше $1,5 \cdot 10^4$ в/см. Такое поле при сравнительно низких приложенных напряжениях можно получить в цилиндрических счетчиках с тонкой центральной нитью. При этом необходимая напряженность будет получена вблизи центрального электрода. Здесь первичные электроны могут образовать вторичные электроны,

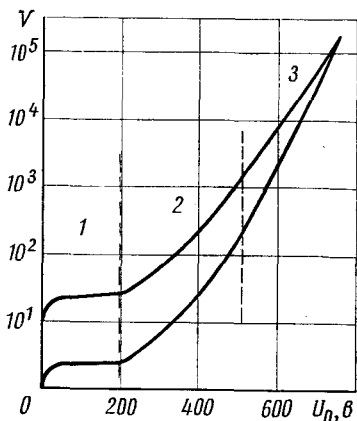


Рис. 5.7. Зависимость амплитуды импульса (отн. ед.) от напряжения U_0 на цилиндрическом счетчике при двух различающихся в 10 раз ионизационных эффектах:

1 — область работы камеры; 2 — область работы пропорционального счетчика; 3 — область ограничения пропорциональности.

которые, в свою очередь, приобретут энергию, достаточную для ионизации, и т. д. Это приведет к процессу размножения электронов и созданию электронно-ионной лавины.

Оценим, какова вероятность ионизации на единице пути. Пусть взаимодействие электронов с атомами характеризуется полным сечением взаимодействия σ_t , а вероятность ионизации — сечением ионизации $\sigma_{\text{ион}}$. Для того чтобы был возможен процесс вторичной ионизации, электрон должен приобрести энергию выше потенциала ионизации $I_{\text{ион}}$. Такую энергию электрон может приобрести в электрическом поле E , если пройдет путь без соударений $x \geq \lambda = I_{\text{ион}}/eE$. Вероятность электрону пройти путь x и ионизовать атом на пути dx равна $\sigma_{\text{ион}} N \exp(-xN\sigma_t) dx$. Интегрируя по x от λ (при $x < \lambda$ энергия электрона еще мала для вторичной ионизации) до ∞ , получаем вероятность вторичной ионизации при пробеге электроном пути, большего λ :

$$\frac{\sigma_{\text{ион}}}{\sigma_t} \exp(-\lambda N \sigma_t).$$

Учитывая, что средний свободный пробег электрона между соударениями равен $1/N\sigma_t$, находим вероятность вторичной ионизации на 1 см пути или макроскопическое сечение вторичной ионизации:

$$\alpha = N \sigma_t \frac{\sigma_{\text{ион}}}{\sigma_t} e^{-\frac{I_{\text{ион}} N \sigma_t}{eE}}. \quad (5.61)$$

Из приведенного соотношения видно, что число вторичных электронов зависит от пути, пройденного лавиной, от напряженности поля и от свойств газа. Увеличение ионизационного эффекта за счет вторичной ионизации характеризуют *коэффициентом газового усиления* $\mathcal{M}$, который определяют как отношение числа пар ионов, созданных в счетчике в лавинообразном процессе, к числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей. Коэффициент газового усиления можно вычислить, если известна величина α .

Для цилиндрического счетчика с радиусом анода r_1 приращение числа электронов dn на отрезке dr пропорционально числу электронов $n(r)$:

$$dn = \alpha(r) n(r) dr,$$

откуда

$$\mathcal{M} = \frac{n}{n_0} = e^{\int_{r_1}^r \alpha(r) dr}. \quad (5.62)$$

где n_0 — число пар ионов, созданное ионизирующей частицей на расстоянии r от центра счетчика; n — полное число пар ионов, созданных в счетчике; r_1 — радиус анода.

Коэффициент газового усиления резко зависит от того, какой путь прошли электроны. Если бы поле было постоянно, то и $\alpha = \text{const}$, и тогда величина коэффициента газового усиления была бы резкой функцией места первичной ионизации. Это явление крайне нежелательно, поскольку оно практически исключает возможность определения энергии частицы по созданной ею ионизации. Но вероятность вторичной ионизации сильно зависит от напряженности поля. Поэтому в полях с резким градиентом можно получить очень узкую область, где в основном будет происходить вторичная ионизация. Цилиндрические счетчики, у которых анод выполнен в виде очень тонкой нити с диаметром много меньше диаметра катода, имеют резко неоднородное поле [см. выражение (5.46)]. В таких счетчиках коэффициент газового усиления практически не зависит от места первичной ионизации. Оценим зависимость коэффициента газового усиления от места первичной ионизации r_0 в цилиндрическом счетчике, предполагая, что сечения σ_t и $\sigma_{\text{ион}}$ не зависят от скорости электронов. Последнее предположение неверно, но оно позволяет сравнительно просто оценить в первом приближении $\mathcal{M}(r_0)$. Учитывая (5.61), (5.62) и сделанное предположение, получаем:

$$\mathcal{M}(r_0) = \exp \left\{ \frac{\sigma_{\text{ион}}}{\sigma_t} \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1)} \times \right. \\ \left. \times \left[e^{-r_1 \frac{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1) N \sigma_t}{eU_0}} - e^{-r_0 \frac{I_{\text{ион}} \ln(r_2/r_1) N \sigma_t}{eU_0}} \right] \right\}. \quad (5.63)$$

Очевидно, что максимальное значение $\mathcal{M}(r_0)$ будет при $r_0 = r_2$. Если считать, что при $r = r_1$ напряженность поля такова, что $1/N\sigma_t = I_{\text{ион}}/eE$ и что $\sigma_{\text{ион}}/\sigma_t \sim 1$, то

$$\mathcal{M}(r_0) = \exp \left\{ \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} [1 - e^{-(\frac{r_0}{r_1} - 1)}] \right\} \quad (5.64)$$

или

$$\frac{\mathcal{M}(r_2)}{\mathcal{M}(r_0)} = \exp \left\{ \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} [e^{-(\frac{r_0}{r_1} - 1)} - e^{-(\frac{r_2}{r_1} - 1)}] \right\}. \quad (5.65)$$

Обычно в цилиндрических счетчиках отношение радиусов анода и катода $r_1/r_2 \lesssim 0,01$, поэтому

$$\ln \frac{\mathcal{M}(r_2)}{\mathcal{M}(r_0)} \approx \frac{eU_0}{I_{\text{ион}} \cdot 2,72 \ln(r_2/r_1)} e^{-(\frac{r_0}{r_1} - 1)}. \quad (5.66)$$

Пусть $\mathcal{M}(r_2) = 10^2$, тогда при $r_0 = r_1$, очевидно, $\mathcal{M}(r_2)/\mathcal{M}(r_1) = 10^2$, при $r_0 = 2r_1$ $\mathcal{M}(r_2)/\mathcal{M}(r_1) = 5,5$, а при $r_0 = 6r_1$ $\mathcal{M}(r_2)/\mathcal{M}(r_1) = 1,03$. Естественно, что доля импульсов, которые образуются

в счетчике с коэффициентом газового усиления, заметно отличающимся от $\mathcal{M}(r_2)$, будет ничтожна. В данном случае около 0,4%.

Чтобы корректно вычислить зависимость $\mathcal{M}$ от напряжения U_0 , приложенного к счетчику, необходимо знать зависимость сечения σ_t и $\sigma_{\text{ион}}$ от энергии электронов, а также учитывать потери энергии электроном при неупругих столкновениях, приводящих к образованию возбужденных состояний атомов и молекул. Используя ряд упрощающих предположений о форме зависимости сечений взаимодействия от скорости электронов, можно

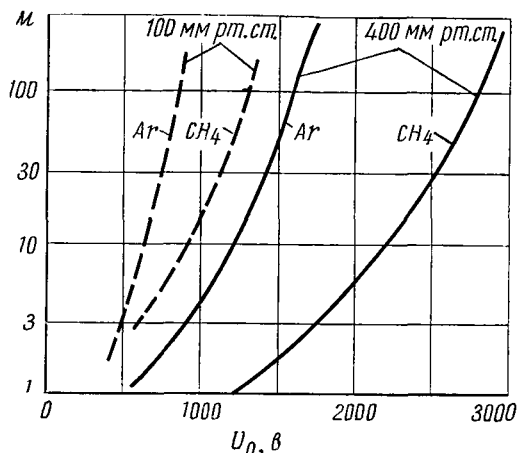


Рис. 5.8. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения на счетчиках ($r_2=1,1$ см, $r_1=0,0125$ см), наполненных метаном и аргонном.

получить очень полезную формулу, связывающую коэффициент газового усиления с параметрами цилиндрического счетчика:

$$\mathcal{M} = \exp \left\{ k \sqrt{\frac{U_0 r_1 p}{\ln(r_2/r_1)}} \left(\sqrt{\frac{U_0}{U_k}} - 1 \right) \right\}, \quad (5.67)$$

где k — экспериментально определяемая постоянная; p — давление в счетчике; U_k — напряжение на счетчике, при котором $\mathcal{M} = 1$.

Приведенная зависимость очень хорошо описывает экспериментальные данные и удобна для интерполяций и экстраполяций. Зависимость (5.67) можно использовать для оценки величины $\mathcal{M}$ проектируемого пропорционального счетчика, отличающегося от имеющегося величинами U_0 , r_1 , p , r_2 . На рис. 5.8 для Ar и CH_4 даны измеренные зависимости $\mathcal{M}(U_0)$.

При рассмотрении вторичной ионизации в счетчике предполагалось, что образующиеся ионы не изменяют поля в счетчике. На самом деле очень большие коэффициенты газового усиления

или очень большая первичная ионизация будут приводить к тому, что вокруг анода будет накапливаться большое количество ионов (их скорость дрейфа меньше, чем электронов). Это приведет к уменьшению напряженности поля вблизи анода и снижению коэффициента газового усиления. Оценим допустимые количества электронов $\mathcal{M}n_0$, при котором еще не сказывается влияние объемного заряда. Как будет показано ниже, объемный заряд создает поле вблизи нити (при $r = r^*$), равное $\frac{2\sigma \ln(r_2/r_0)}{r^* \ln(r_2/r_1)}$. Здесь

σ — величина заряда на единице длины счетчика; r_0 — среднее расстояние объемного заряда от центра счетчика. Эта величина должна быть малой по сравнению с полем, создаваемым внешним источником питания $U_0/r^* \ln(r_2/r_1)$, т. е. $\frac{2\sigma}{U_0} \ln(r_2/r_0) \ll 1$. Учиты-

вая, что $r^* \geq r_1$, получаем $\sigma \ll \frac{U_0}{2 \ln(r_2/r_1)}$. Если считать, что $\ln(r_2/r_1) \sim 5$, а $U_0 \sim 10^3$ в, то $\sigma \ll 7 \cdot 10^8$ ион/см. Если известны первичное число пар ионов n_0 и линейные размеры области, в которой происходит газовое усиление l , то коэффициент газового усиления $\mathcal{M}$, очевидно, должен быть значительно меньше, чем $7 \cdot 10^8 l/n_0$.

Размер области, в которой происходит газовое усиление, определяется или проекцией пробега частицы на ось счетчика, или (если эта проекция мала) несколькими длинами пробегов электронов между соударениями, т. е. $l \sim (3 \div 5)/\alpha$. Так, в счетчике, наполненном водородом при давлении 1000 мм рт. ст. и $E = 10^5$ в/см вблизи анода, $\alpha \approx 5 \cdot 10^3$. Тогда $l \sim 10^{-3}$ см, и коэффициент газового усиления для одноэлектронных импульсов должен быть значительно меньше 10^6 , а при регистрации заряженных частиц с энергией 30 кэв $\mathcal{M} \ll 10^3$.

Процесс вторичной ионизации электронами — не единственный в развитии электронной лавины. Дополнительная ионизация может происходить за счет фотонов, испускаемых возбужденными атомами и молекулами. В чистом одноатомном газе фотоионизация может быть только за счет фотоэффекта на катоде счетчика. Но в смеси газов (например, смесь Ag и Xe) возможна фотоионизация атомов одного элемента фотонами, испускаемыми из возбужденных состояний атомов другого элемента, при условии, что энергия фотонов, испускаемых возбужденными состояниями одних атомов, выше энергии ионизации других.

Покажем, что коэффициент газового усиления будет зависеть от вероятности фотоионизации. Пусть коэффициент газового усиления, если нет фотоионизации, равен $\mathcal{M}$. Тогда каждый электрон первичной ионизации в среднем создает $\mathcal{M}$ вторичных электронов. Наряду с ними появится и какое-то количество возбужденных молекул. Если возбуждение будет снято испусканием фотонов, то может появиться некоторое число фотоэлектронов. Если

ввести γ — вероятность появления одного фотоэлектрона на один вторичный электрон, то полный коэффициент газового усиления с учетом фотоионизации

$$\mathcal{M}_\gamma = \mathcal{M} + \mathcal{M}^2\gamma + \mathcal{M}^3\gamma^2 + \dots = \frac{\mathcal{M}}{1 - \mathcal{M}\gamma}. \quad (5.68)$$

Из (5.68) следует, что при $\mathcal{M}\gamma \rightarrow 1$ $\mathcal{M}_\gamma \rightarrow \infty$, т. е. в счетчике наступает «пробой» и амплитуда импульса пробоя не зависит от первичной ионизации. Однако пропорциональность между первичной ионизацией и амплитудой импульса нарушается задолго до наступления пробоя из-за объемного заряда (см. рис. 5.7, область 3), как это уже отмечалось ранее.

Форма импульса в пропорциональном счетчике. Пусть в цилиндрическом пропорциональном счетчике на расстоянии r_0 от его центра в результате первичной ионизации создано n_0 пар ионов. Пока в счетчике не наступает газовое усиление, т. е. пока электроны дрейфуют в области низких значений напряженности поля, импульс можно описать соотношением (5.52), полученным для цилиндрической камеры. Максимальное значение импульса за счет движения электронов и ионов первичной ионизации будет в $\mathcal{M}$ раз меньше, чем результирующий импульс, и, следовательно, этой составляющей импульса можно пренебречь при достаточно больших величинах газового усиления. Лавина электронов начнет развиваться тогда, когда электроны достигнут области $r < r_k$ (r_k — расстояние от анода, где поле достаточно для вторичной ионизации). Время движения электронов до области газового усиления зависит от места первичной ионизации и составляет примерно $(r_0 - r_k)/\langle w^- \rangle$.

Время развития лавины, т. е. время, в течение которого происходит вторичная ионизация, мало. Действительно, газовое усиление осуществляется на расстояниях от центрального электрода, равного нескольким диаметрам нити ($\sim 0,1$ см). Скорость дрейфа электронов в этой области около 10^7 см/сек, т. е. время развития лавины примерно 10^{-8} сек. Таким образом, если пренебречь зарядами первичной ионизации, то можно считать, что на расстоянии от центрального электрода около 1—2 диаметров создано $\mathcal{M}n_0$ пар ионов. Тогда $V(t)$ на выходе пропорционального счетчика при больших значениях RC можно описать выражениями (5.49) и (5.52). Воспользовавшись (5.50) и (5.53), оценим отношение максимальных значений амплитуд $V_{\max}^+$ и $V_{\max}^-$. Если $r_2/r_1 = 100$, а $r_k/r_1 \sim 2$, то $V_{\max}^-/V_{\max}^+ \approx 0,15$. Таким образом, мы приходим к интересному выводу: импульс в пропорциональном счетчике обусловлен главным образом движением положительных ионов. Следовательно, в тех случаях, когда производят анализ энергетического состава частиц по амплитудам, необходимо выбирать величины RC больше времени движения положительных ионов от анода к катоду. Время полного собира-

ния t^* получаем из (5.48), полагая $r = r_2$ и $r_0 = r_k$:

$$t^* = \frac{(r_2^2 - r_k^2) p \ln(r_2/r_1)}{2\mu^+ U_0}. \quad (5.69)$$

Для счетчика, наполненного водородом при 0,8 атм, $\mu^+ = 6,7$, $r_2 = 1,1$ см; $r_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ см, $U_0 = 2800$ в ($\mathcal{M} = 100$); $t^* = 120$ мксек. В силу логарифмической зависимости $V(t)$ в счетчиках можно использовать существенно меньшие величины RC , чем время движения ионов до катода. Из (5.49) следует, что за время примерно 10^{-6} сек амплитуда вырастает до половины своего максимального значения. В этой связи имеет смысл записать зависимость $V(t)$ для произвольного значения RC , что позволит разумно выбирать нагрузочные сопротивления.

Воспользуемся ранее полученной зависимостью для $Q(t)$ при учете утечки заряда и рассмотрим случай, обусловленный только движением положительных зарядов. (Не представляет труда рассмотреть аналогичное решение и для движения электронов.)

Мгновенное значение тока в камере, обусловленное движением положительных ионов:

$$i(t) = \frac{\mathcal{M} n_0 e w^+(t)}{r \ln(r_2/r_1)} = \frac{\mathcal{M} n_0 e}{2 \ln(r_2/r_1)} \cdot \frac{1}{t + B}, \quad (5.70)$$

где $B = \frac{r_k^2 p \ln(r_2/r_1)}{2\mu^+ U_0}$ — время прохождения ионами пути $r_k/2$ со скоростью дрейфа в точке r_k .

Соотношение (5.70) легко получить, учитывая связь между r и t [см. выражение (5.48)]. Напряжение на емкости счетчика, принимая во внимание (5.25) и считая, что $V(t) = 0$ при $t = 0$, равно:

$$V(t) = \frac{\mathcal{M} n_0 e}{2C \ln(r_2/r_1)} e^{-t/RC} \int_0^t e^{t'/RC} \frac{dt'}{t' + B} \quad (5.71)$$

при $0 \leq t \leq t^*$ (t^* определяем из 5.69). Введем новую переменную $x = t + B$ и получим после интегрирования

$$V(t) = \frac{\mathcal{M} n_0 e}{2C \ln(r_2/r_1)} e^{-\frac{t+B}{RC}} \left\{ \ln \left(1 + \frac{t}{B} \right) + \frac{t}{RC} + \frac{t^2}{2 \cdot 2! (RC)^2} \dots \right\}. \quad (5.72)$$

При вычислении $V(t)$ по (5.72) можно ограничиться первыми двумя членами в скобках для случая $t/RC < 2,5$ и $RC \gg B$. Послед-

нее неравенство обычно выполняется, так как $B \approx 10^{-8}$ сек. На рис. 5.9 показана форма импульса в пропорциональном счетчике для нескольких значений RC .

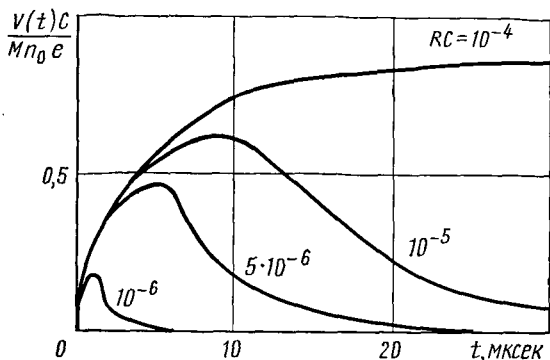


Рис. 5.9. Форма импульса в пропорциональном счетчике (время движения ионов от анода к катоду 100 мксек).

Временные характеристики счетчика. Пусть импульс достигает своего максимального значения (или какого-то уровня) за время t^* от момента попадания частицы в счетчик. Длительность этого интервала t^* будет в основном определяться временем движения электронов первичной ионизации от места их образования до анода счетчика и, следовательно, максимальный разброс в величинах t^* будет порядка $(r_2 - r_1)/\langle w^- \rangle$.

Флуктуации величины t^* будут зависеть от размеров счетчика, от отношения r_2/r_1 и напряжения на счетчике. Разброс в значениях величин t^* (в зависимости от места первичной ионизации), который может достигать нескольких долей микросекунды и даже микросекунды в больших счетчиках, определяет временное разрешение пропорциональных счетчиков при измерении распределения частиц во времени. Очевидно, что разрешающее время схем совпадений τ_c должно быть больше или порядка неопределенности в t^* .

Если счетчик используется для измерения скорости счета, то представляет интерес время нарастания импульса до определенного значения не от момента попадания частицы в счетчик, а от момента, когда электроны первичной ионизации достигают анода. В этом случае имеет смысл выбирать величины RC малыми, но такими, чтобы амплитуда импульса была еще достаточно большой (чтобы не свести на нет газовое усиление). Когда можно допустить, чтобы амплитуда была в m раз меньше $V_{\text{макс}}$, то величины RC можно выбирать из следующего соотношения:

$$RC \approx t_{\text{макс}} = B \left[e^{\frac{2 \ln(r_2/r_1)}{m}} - 1 \right], \quad (5.73)$$

где $t_{\text{макс}}$ — время нарастания амплитуды до $V_{\text{макс}}/m$ в случае бесконечно большого RC . В счетчике, наполненном водородом при давлении 0,8 атм, с $r_2/r_1 = 100$, $U_0 = 2800$ ($M = 100$), $B = 4 \cdot 10^{-8}$ сек и $2 \ln(r_2/r_1) = 9,2$, при $m = 10$ можно использовать $RC \approx 6 \cdot 10^{-8}$, а при $m = 5$ $RC \approx 2 \cdot 10^{-7}$. Из приведенного примера видно, что при измерениях скорости счета пропорциональный счетчик может быть довольно быстрым детектором.

Энергетическое разрешение пропорционального счетчика. Величина энергетического разрешения обусловлена флуктуацией в числе пар ионов, созданных ионизирующей частицей. Разброс амплитуд импульсов в пропорциональных счетчиках зависит еще от некоторых причин, влияющих на величину коэффициента газового усиления: объемного заряда, образования электроотрицательных ионов, неравномерности электрического поля вдоль центрального электрода счетчика. Влияние этих причин можно значительно ослабить при разумном выборе параметров и конструкции пропорционального счетчика. Помимо этого, величина коэффициента газового усиления флуктуирует, поскольку процесс газового усиления имеет статистический характер. Величина дисперсии, связанная с процессом первичной ионизации, равна n_0 , если считать, что n_0 — случайная величина, распределенная по закону Пуассона.

Уже отмечалось, что полученные формулы для импульсов пропорционального счетчика справедливы, если влияние объемного заряда не существенно и было получено условие, при котором объемный заряд не оказывает заметного влияния на процесс газового усиления:

$$M \ll \frac{U_0 \ln(r_2/r_1)}{2n_0 e/l}. \quad (5.74)$$

Если это условие не выполняется, то коэффициент газового усиления будет падать с ростом энергии частиц и, кроме того, будет различным для частиц с различной ориентацией относительно центрального электрода. Действительно, наибольшая плотность ионов будет тогда, когда частица имеет радиальное направление. В этом случае область, в которой происходит газовое усиление l , будет порядка нескольких длин свободного пробега электронов. Наименьшая плотность ионов будет при движении заряженной частицы параллельно оси счетчика. При этом l приблизительно равно длине пробега заряженной частицы в газе счетчика. Работа при больших величинах M возможна при малых давлениях газа в счетчиках. Это можно понять, принимая во внимание, что при уменьшении давления падает пороговое напряжение U_K и, кроме того, уменьшается величина $n_0 e/l$ при прочих равных условиях.

Если влиянием объемного заряда можно пренебречь, то амплитуда импульса пропорционального счетчика практически [см. формулу (5.66)] не будет зависеть от места образования ионов

в счетчике при условии, что в счетчике не образуются электроотрицательные ионы. Для многих газов отношение амплитуды импульсов при ионизации вблизи катода и амплитуды импульсов при ионизации вблизи анода ρ оказалось равным 1. Для газов, в которых вероятность образования электроотрицательных ионов велика, $\rho < 1$. И это понятно, поскольку коэффициент прилипания является функцией E/p , и, следовательно, вероятности образования электроотрицательных ионов вблизи анода и вблизи катода могут значительно различаться. Напомним, что электроотрицательные ионы из-за значительной массы не производят вторичной ионизации. Так, для счетчиков, наполненных BF_3 , $\rho = 1$ при низких давлениях и толстой нити, а при высоких давлениях и тонкой нити $\rho \ll 1$. (При $p = 1 \text{ атм}$, $2r_1 = 0,025 \text{ мм}$ $\rho = 0,02$.) Это объясняют следующими факторами: 1) для BF_3 вероятность прилипания убывает с ростом E/p , но при заданном E/p оно пропорционально давлению; 2) напряженность поля вблизи катода тем меньше (при заданном $\mathcal{M}$), чем тоньше нить. По этим причинам пропорциональные счетчики нейтронов (наполненные BF_3) трудно сделать высокoeffективными за счет увеличения давления газа. Чтобы изготовить счетчики с хорошим амплитудным разрешением, необходима тщательная очистка газа от примесей, имеющих большие коэффициенты прилипания.

На энергетическое разрешение счетчиков влияет неравномерность поля, связанная с креплением нити. Для того чтобы избежать искажения поля у концов нити, необходимо крепить нить к охранным электродам специальной формы, тогда неравномерность поля вблизи концов нити можно свести к минимуму. До сих пор неявно предполагалось, что оба электрода счетчика строго коаксиальны. Оказывается, что даже малый эксцентриситет нити приводит к значительным изменениям коэффициента газового усиления. Росси и Штауб рассмотрели влияние малого эксцентриситета нити и нашли, что при $r_2 \gg r_1$

$$\frac{\delta E}{E} \approx 4 \frac{r_1 \Delta}{r_2^2}, \quad (5.75)$$

где Δ — эксцентриситет нити (смещение нити от осевой линии счетчика); $\delta E/E$ — относительное изменение поля вблизи нити. Из этого выражения и зависимости газового усиления от E можно найти разброс в величине газового усиления. Например, для счетчика диаметром 25 мм с нитью диаметром 0,25 мм и эксцентриситетом 0,25 мм $\delta E/E = 8 \cdot 10^{-4}$, а это при наполнении водородом до давления 550 мм рт. ст. (усиление равно 100) приводит к разбросу $\mathcal{M}$ около 1%.

Можно указать еще одну причину ухудшения энергетического разрешения счетчиков — непостоянство диаметра нити. Неравномерность диаметра нити особенно сказывается на работе счетчиков с очень тонкой нитью.

Флуктуации величины коэффициента газового усиления можно характеризовать величиной среднеквадратичного отклонения:

$$\frac{\Delta \mathcal{M}}{\mathcal{M}} = \frac{1}{\sqrt{n_0}} \sqrt{1 - \frac{1}{\mathcal{M}}}. \quad (5.76)$$

При больших значениях $\mathcal{M}$ среднеквадратичное отклонение такое же, как и для числа пар ионов, образуемых при ионизации. В идеально изготовленном счетчике относительная величина дисперсии при измерениях энергии частиц не может быть меньше, чем

$$\left(\frac{2}{n_0} - \frac{1}{\mathcal{M}n_0} \right).$$

В пропорциональных счетчиках при тщательном изготовлении достигают энергетического разрешения порядка 5% при энергиях заряженных частиц около 1 Мэв.

§ 5.4. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР И ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ СЧЕТЧИКОВ

Камеры деления. Ионизационные камеры, внутри которых размещены слои делящегося вещества, очень удобны для проведения некоторых измерений с нейтронами. Основное удобство таких камер (их называют *камерами деления*) в том, что при делении ядер нейтронами возникают осколки деления с высокой энергией. Это позволяет уверенно дискриминировать акты делений от других реакций, в результате которых образуются заряженные частицы. Камеры деления используют для относительных и абсолютных измерений нейтронных потоков, для измерения сечений деления ядер, для изучения свойств продуктов, сопровождающих деление, и т. д. В этой камере делящийся материал помещают в виде тонких слоев. Толщину слоя выбирают обычно меньше, чем наибольшая величина пробега осколков деления. Применение слоев, больших по толщине, чем пробег осколков, бессмысленно, так как это не приведет к увеличению эффективности камеры. С другой стороны, чем толще слой, тем больше α -частиц (α -распад делящихся изотопов) будет попадать в рабочий объем камеры. А это может привести к нежелательному фону. Хотя энергия α -частиц много меньше, чем энергия осколков деления, но возможны наложения импульсов от многих α -частиц, и тогда суммарный импульс сравним с импульсами от осколков деления. Вероятность наложения нескольких импульсов от α -частиц можно оценить по распределению Пуассона (см. гл. 2), предположив для простоты, что импульсы имеют прямоугольную форму и длительность τ . Пусть в камере появляется n_0 α -частиц в 1 сек, тогда число отсчетов в 1 сек будет $n = n_0/(1 + n_0\tau)$. Веро-

ятность того, что при регистрации одной α -частицы в камере в интервале τ появится еще $(k-1)$ частица, т. е. получится k -кратное наложение импульсов, $p(k-1) = \frac{(n_0\tau)^{k-1}}{(k-1)!} e^{-n_0\tau}$. Следовательно, частота появления импульсов с k -кратным наложением

$$n(k) = \frac{n_0}{1 + n_0\tau} \cdot \frac{(n_0\tau)^{k-1}}{(k-1)!} e^{-n_0\tau}, \quad (5.77)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$. Легко видеть, что $n = \sum_{k=1}^{\infty} n(k) = \frac{n_0}{1 + n_0\tau}$.

Для конкретного случая при нахождении частоты появления импульсов с наложениями следует учесть реальную форму импульса и постоянную RC камеры. Наложения импульсов от α -частиц существенны для камер, в которых используют делящийся материал с малым временем жизни относительно α -распада. Для уменьшения фона α -частиц камеры деления наполняют газами, для которых велики подвижности электронов (например, метан). В настоящее время в камерах, наполненных метаном, получают импульсы длительностью около 10 нсек, если расстояния между электродами камеры порядка десятой доли сантиметра. С этой же целью можно выбирать расстояния между электродами камеры и давление в ней так, чтобы осколки деления расходовали в рабочем объеме только часть своей энергии. Это увеличит отношение величин импульсов от осколков деления к импульсам от α -частиц, поскольку плотность ионизации у осколков деления имеет наибольшую величину в начале пробега, а для α -частиц — в конце пробега. Очевидно, что последний способ уменьшения фона α -частиц неприменим, если с помощью камеры измеряют энергетическое распределение осколков деления.

Измерение с камерами будет иметь хорошую точность, если в их счетной характеристике (зависимость числа импульсов при постоянном облучении от уровня дискриминации регистрирующего устройства) будет плато. Интегральный счет осколков деления имеет плато, если слой урана тонкий. И это понятно, так как спектр осколков деления, попадающих в рабочий объем камеры, в этом случае имеет максимум в области энергий 40—100 Мэв. При толстом слое спектр осколков деления, попадающих в рабочий объем камеры, непрерывный и имеет подъем в области малых энергий (поглощение осколков деления в уране), поэтому интегральная счетная характеристика такой камеры не имеет плато.

Контроль регистрирующей аппаратуры с камерами деления можно легко проводить по скорости счета импульсов, обусловленных α -частицами. Логарифм скорости счета α -частиц зависит практически линейно от уровня дискриминации регистрирующей схемы. Такую зависимость часто называют α -частичной кривой

камеры. Это обстоятельство используют обычно для определения необходимого уровня дискриминации схемы. Снимая α -частичную кривую, можно экстраполяцией найти такое положение уровня дискриминации, когда скорость счета α -частиц будет равна, например, $0,05$ *имп/мин*. Установление уровня дискриминации таким способом позволяет работать всегда при одном и том же уровне чувствительности (контроль усиления).

Чувствительность камер деления можно записать в следующем виде:

$$S = N_0 \sigma_f B, \quad (5.78)$$

где N_0 — число делящихся ядер в камере; σ_f — сечение деления; B — коэффициент, зависящий от уровня дискриминации регистрирующей аппаратуры, толщины слоя и геометрии камеры. Величину B сравнительно просто можно вычислить для тонких слоев, плоской камеры и низких порогов. При толстых слоях вычислить величину B очень сложно. Для плоских камер с тонким слоем урана (1 *мг/см²*) величина B может иметь значения вблизи единицы, для толстых слоев эта величина существенно зависит от уровня дискриминации схемы.

Определение B в камерах деления можно провести с достаточной точностью экспериментально. Поместим камеру в пучок тепловых нейтронов Φ . Тогда камера будет регистрировать количество делений $n_f = \Phi N_0 \sigma_f B$. Каждое деление сопровождается испусканием ν быстрых нейтронов, которые можно одновременно регистрировать детектором быстрых нейтронов. Этот детектор будет регистрировать число импульсов $n_n = \Phi N_0 \sigma_f \nu \Delta \Omega \varepsilon_d$, где $\Delta \Omega$ — телесный угол, под которым попадают нейтроны деления в детектор с эффективностью ε_d . Включим камеру деления и детектор быстрых нейтронов в схему совпадения и измерим скорость совпадений $n_{fn} = \Phi N_0 \sigma_f \nu \Delta \Omega \varepsilon_d B$. Легко видеть, что $B = n_{fn}/n_n$. Ошибка в определении величины B таким способом может быть порядка статистической ошибки.

Несколько замечаний о конструкциях камер деления. Примером камеры для прецизионных измерений может быть камера с тонким слоем Pu^{239} (95 *мкг/см²*), нанесенным на диск диаметром 4 *см*. Напряжение на камере около 300 *в*, наполнение — аргон или азот при $p = 1,5$ *атм*. Расстояние между электродами примерно 1 *см*. Число α -частиц, попадающих в рабочий объем, приблизительно $5 \cdot 10^5$ *сек⁻¹*. Оценим число восьмикратных наложений, считая среднюю длительность импульса $\tau = 10^{-6}$ *сек*. Из выражения (5.77) $n(8) = 0,3$ *имп/сек*. При 8-кратных наложениях α -частиц амплитуда импульса будет около 25 — 30 *Мэв* (неполный пробег α -частиц в камере). Это заметная скорость счета, но уже при 10-кратных наложениях $n(10) \sim 10^{-3}$ *имп/сек*. При малых размерах очень большую чувствительность имеют спиральные камеры деления. Такая камера состоит из двух концентрических спиралей, расположенных на расстоянии примерно

0,5 мм, на которые с обеих сторон нанесен слой U_3O_8 толщиной 0,25 мг/см². Эта спираль при диаметре 30 мм и такой же высоте имеет поверхность приблизительно 300 см² и общее количество урана около 500 мг. Недостаток такой камеры состоит в ее высокой собственной емкости и, следовательно, сравнительно малом сигнале на выходе. Кроме того, камеры с толстыми слоями U_3O_8 не будут иметь плато в счетной характеристике. В камерах для регистрации тепловых нейтронов используют чаще слои с U^{235} . Плутоний-239 почти при той же чувствительности имеет большой фон α -частиц, так как период α -распада U^{235} в $4 \cdot 10^4$ раз больше периода α -распада Pu^{239} . Для регистрации быстрых нейтронов удобны камеры со слоями U^{235} и Th^{232} .

Пропорциональный борный счетчик и борная камера. Для регистрации тепловых и резонансных нейтронов используют пропорциональные счетчики, наполненные трехфтористым бором (BF_3). Нейтроны регистрируют по продуктам реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$, которые имеют суммарную энергию около 2,3 Мэв. Сечение этой реакции обратно пропорционально скорости нейтронов в области энергий нейтронов ниже 5 кэв, поэтому борный счетчик измеряет плотность нейтронов. Типичные характеристики борного счетчика следующие. Давление BF_3 около 120 мм рт. ст., рабочее напряжение примерно 1500 в, диаметр анода 0,05, диаметр катода 22 мм. Эффективность борного счетчика (при обогащении B^{10} до 96%) длиной 150 мм для тепловых нейтронов, падающих на торец, около 20%.

Счетная характеристика борного счетчика имеет плато. Это понятно, поскольку при регистрации нейтронов низких энергий амплитуда импульса не зависит практически от энергии нейтронов (энергия реакции велика). Наличие плато особенно важно для пропорциональных счетчиков, так как коэффициент газового усиления экспоненциально растет при увеличении напряжения на счетчике.

При необходимости регистрировать большие потоки нейтронов используют многопластинчатые ионизационные камеры в токовом режиме. Графитовые пластины покрывают тонким слоем бора ($\sim 0,4$ мг/см²). Если камера имеет чувствительность, которая равна единице, то потоку нейтронов 10^8 нейтрон/(см²·сек) соответствует ток около 10^{-6} а. Камеры в токовом режиме используют обычно для контроля за мощностью реактора. В реакторах потоки γ -квантов обычно сравнимы с потоками нейтронов. Но если мощность реактора уменьшится, то потоки γ -квантов могут намного превысить потоки нейтронов. Поэтому чувствительность камеры к γ -квантам необходимо сделать по возможности меньше. В пропорциональном счетчике можно дискриминировать импульсы от γ -излучения, а в токовом приборе такую дискриминацию проводить нельзя. Чтобы уменьшить чувствительность камеры к γ -квантам, необходима такая конструкция, в которой отношение объема камеры к площади борного покрытия было бы

минимальным. Эффективный способ исключения тока, обусловленного γ -квантами, удастся получить, используя две идентичные камеры. В одной из них есть борное покрытие, а в другой его нет. Поэтому в первой камере возникает ток от γ -квантов и нейтронов, а во второй только от γ -квантов. С помощью специальной электронной схемы можно регистрировать разность токов, которая пропорциональна току, характеризующему нейтронным потоком.

«Всеволновый» счетчик. Эффективность регистрации борным счетчиком быстрых нейтронов можно существенно повысить, если счетчик поместить в замедлитель нейтронов. В результате замедления быстрые нейтроны будут терять значительную часть своей энергии и эффективность регистрации их борным счетчиком увеличивается, поскольку сечение реакции $B^{10}(n, \alpha)$ быстро растет с уменьшением энергии нейтронов.

Хансон и Мак-Киббен сконструировали замедлитель специальной формы так, что чувствительность счетчика к нейтронам разных энергий оказалась практически одинаковой. Конструкция «всеволнового» счетчика и его чувствительность в зависимости от энергии нейтронов показаны на рис. 5.10.

Форма замедлителя для всеволнового счетчика подобрана экспериментально. Независимость чувствительности счетчика от энергии нейтронов можно понять, если принять во внимание, что чем выше энергия нейтронов, тем с большего объема замедлителя они могут попасть в борный счетчик, помещенный в центре замедлителя. Другими словами, эффективный размер всеволнового счетчика больше для нейтронов с большой энергией. Внешняя парафиновая оболочка всеволнового счетчика выполняет роль коллиматора: нейтроны попадают в счетчик только с торца (именно в этом направлении счетчик обладает всеволновостью). Отверстия в торцевой части счетчика сделаны для увеличения вероятности регистрации нейтронов низких энергий. Чувствительность всеволнового счетчика равна примерно единице. Всеволновые счетчики часто используют как мониторы пучков нейтронов при физических измерениях.

Ионизационные камеры для измерения дозы рентгеновского и γ -излучений. Во многих случаях необходимо знать энергию, поглощенную веществом. Такие измерения особенно важны для оценки влияния, например, γ -излучения на организм человека. Следовательно, необходим повседневный контроль за персона-

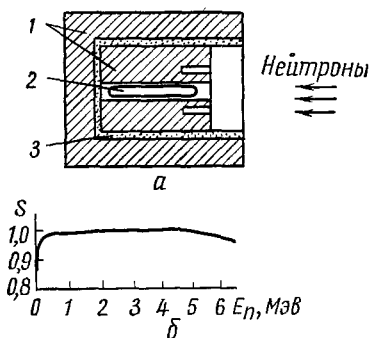


Рис. 5.10. Устройство всеволнового счетчика (а) и зависимость его чувствительности от энергии нейтронов (б):

1 — парафин; 2 — борный счетчик; 3 — слой борного поглотителя.

лом, работающим с проникающим излучением. Поэтому сконструированы многие приборы, которые измеряют величины, пропорциональные поглощенной энергии в ткани человеческого тела. Оказалось, что при соблюдении определенных условий ток, протекающий в камере (или накопленный заряд), пропорционален мощности дозы γ -излучения (дозе γ -излучения). Наиболее интересны так называемые карманные гамма-дозиметры. Карманный гамма-дозиметр — это камера конденсаторного типа со встроенным измерительным устройством и с очень хорошей изоляцией. На одном из электродов конденсатора укреплены нити электрометра. Если конденсатор зарядить до некоторого потенциала, то подвижная нить электрометра будет в определенном положении, которое можно совместить с нулем градуированной шкалы. Разрядка конденсатора возможна за счет токов утечки, а также за счет ионизации молекул газа проникающим излучением. Обычно токи утечки в камерах конденсаторного типа малы (нет заметного изменения заряда в течение 2—3 недель), что позволяет по отклонению нити определить дозу γ -излучения. Обычно карманные дозиметры имеют шкалу, рассчитанную примерно на 200 *мр*.

§ 5.5. ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ СЧЕТЧИКИ

При рассмотрении механизма газового усиления было показано, что с увеличением разности потенциалов на счетчике быстро растет коэффициент газового усиления $\mathcal{M}$, а с его ростом все большее значение в развитии лавины приобретает фотоионизация. Поэтому полный коэффициент усиления $\mathcal{M}_\gamma$ может значительно превышать $\mathcal{M}$, поскольку произведение $\mathcal{M}_\gamma$ растет [см. выражение (5.68)]. Наконец, при некоторой разности потенциалов $U_{\text{зак}}$ величина $\mathcal{M}_\gamma$ может стать равной единице, и тогда полный коэффициент газового усиления $\mathcal{M}_\gamma$ окажется бесконечно большим. Это означает, что в счетчике возникнет непрерывный самоподдерживающийся разряд. Ток такого разряда не будет бесконечно большим, поскольку в счетчике возникнет объемный заряд, который исказит поле вблизи нити, уменьшит его и тем самым уменьшит полный коэффициент газового усиления. Самостоятельный разряд можно использовать для регистрации частиц, если создать условия для гашения разряда.

5.5.1. Несамогасящиеся счетчики (счетчики Гейгера — Мюллера)

Рассмотрим качественно процесс, происходящий в цилиндрическом счетчике с тонкой нитью и достаточным для самостоятельного разряда напряжением. Пусть счетчик подключен к измерительному прибору, как это показано на рис. 5.11, и пусть постоянная RC много больше времени движения положительных ионов от анода к катоду. Электроны и ионы, появившиеся после прохо-

ждения в счетчике заряженной частицы, движутся в направлении соответствующих электродов. Электроны достигнут нити за время $10^{-7} \div 10^{-8}$ сек, образовав по пути новые электроны и ионы и возбужденные молекулы газа. Эти молекулы испускают коротковолновое излучение, которое выбивает фотоэлектроны из катода и молекул газа.

Таким образом, за очень малое время весь счетчик будет охвачен разрядом. За время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин образованные положительные ионы практически

остаются на месте, так как их подвижность намного меньше подвижности электронов. В основном вторичная ионизация происходит вблизи нити, и поэтому вокруг нити образуется (нарастает) чехол положительных зарядов, который снижает напряженность поля вблизи нити и тем самым практически прекращает образование новых электронно-фотонных лавин. Образовавшиеся ионы движутся в направлении катода. По мере их продвижения происходит зарядка конденсатора и снижение разности потенциалов на счетчике, но в то же время влияние объемного заряда уменьшается по мере приближения ионов к катоду. При подходе к катоду на расстояниях примерно 10^{-7} см происходит нейтрализация ионов и могут образовываться молекулы в возбужденных состояниях.

Допустим, что энергии возбужденных состояний превышают работу выхода электронов из катода или энергию ионизации других молекул. Тогда при подходе ионов к катоду могут появиться электроны. Если при этом окажется, что напряжение на счетчике с учетом заряда емкости выше $U_{зак}$, то вновь в счетчике начнется разряд. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока на емкости накопится такой заряд, что результирующая разность потенциалов окажется ниже $U_{зак}$. В каждой последующей ступени разряда будет образовываться все меньшее количество ионов. На рис. 5.11 показано накопление заряда на конденсаторе.

Такое представление о разряде в виде отдельных ступенек не совсем верное, поскольку отдельные стадии процесса могут значительно перекрываться. Это связано с тем, что электроны появляются и за счет высвечивания отдельных возбужденных молекул или атомов, образовавшихся во время развития электронно-фотонных лавин до того, как ионы достигнут катода. Из приве-

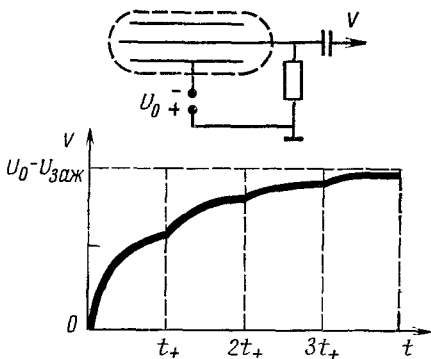


Рис. 5.11. Схема включения счетчика Гейгера — Мюллера и форма импульса: t_+ — время движения ионов от анода до катода.

денного качественного рассмотрения ясно, что для прекращения разряда необходимо на конденсаторе C иметь заряд $Q \sim (U_0 - U_{\text{зак}})C$, а это возможно в том случае, если сопротивление утечки будет достаточно велико, чтобы конденсатор не успел заметно разрядиться за время движения ионов от анода к катоду. Емкость C целесообразно сделать по возможности меньше. Для емкости около 10 нф и времени движения ионов около 10^{-4} сек получим, что сопротивление должно быть больше или порядка 10^8 ом . Это означает, что время разрядки емкости более 10^{-3} сек . Временные характеристики счетчика не могут удовлетворить требованиям многих измерений. Временное разрешение несамогасящегося счетчика можно значительно улучшить, если использовать специальные электронные схемы гашения разряда. Однако в настоящее время счетчики Гейгера — Мюллера вытеснены самогасящимися счетчиками, в которых разряд прерывается в силу особых свойств его развития.

5.5.2. Самогасящиеся счетчики

Развитие и гашение разряда. В 1937 г. Трост обнаружил, что небольшие добавки паров этилового спирта в счетчик Гейгера — Мюллера, наполненный аргоном, существенно изменяют его временные характеристики. Оказалось, что разряд в счетчике с добавкой паров спирта прекращается самопроизвольно, независимо от величины сопротивления утечки R . Рассмотрим развитие и гашение разряда в цилиндрическом счетчике, наполненном смесью аргона (90%) и паров спирта (10%); общее давление в счетчике 100 мм рт. ст. ; разность потенциалов превышает $U_{\text{зак}}$. Электроны, появившиеся в счетчике в результате первичной ионизации, будут дрейфовать к аноду. Вблизи анода будет происходить возбуждение и ионизация молекул спирта и атомов аргона (атомов аргона значительно больше, чем молекул спирта). Фотоны, испускаемые возбужденными состояниями атомов аргона, имеют энергию $11,6 \text{ эв}$, а потенциал ионизации паров спирта составляет $11,5 \text{ эв}$. В связи с тем, что энергии фотонов близки к энергии ионизации молекул спирта, сечение фотоионизации молекул спирта оказывается очень большим — около $5 \cdot 10^4 \text{ барн}$. При давлении паров спирта 10 мм рт. ст. средний свободный пробег фотонов, испускаемых атомами аргона, до поглощения молекулами спирта равен $0,1 \text{ см}$. Разряд будет распространяться вдоль нити в основном за счет фотоионизации: фотоны из возбужденных состояний атомов аргона ионизуют молекулы спирта; электроны в сильном поле вблизи анода приобретают энергию, ионизуют и возбуждают атомы аргона и молекулы спирта и т. д.

Возбужденные молекулы спирта имеют малые времена жизни относительно диссоциации, и поэтому можно считать, что они не испускают фотонов. Далекие от нити счетчика области не будут участвовать в процессе развития разряда, поскольку фотоны,

испускаемые атомами аргона, имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи нити. Образующиеся вблизи анода ионы аргона и спирта экранируют электрическое поле, и на этом первая стадия разряда прекращается.

Время развития разряда определяется временем распространения его вдоль анода. Измерения показали, что эта скорость сравнительно невелика и составляет около 10^6 — 10^7 см/сек. При движении ионов к катоду происходит большое число соударений ($\sim 10^4$). При соударениях ионов аргона с молекулами спирта возможны ионизация молекул спирта и нейтрализация ионов аргона. Этот процесс имеет достаточно большую вероятность: около 10^{-3} в одном столкновении, следовательно, к катоду подойдут только ионы молекул спирта. И это обстоятельство оказывается решающим.

Сравним поведение ионов аргона и молекул спирта вблизи катода. Ионы аргона на расстояниях примерно 10^{-7} см от катода нейтрализуются (вырывают электрон из катода) и оказываются в возбужденном состоянии, энергия которого равна разности энергии ионизации атома и работы выхода электрона из катода. Для медного катода работа выхода равна примерно $-4,5$ эв, поэтому атомы аргона вблизи катода после нейтрализации будут возбуждены до энергии около 11 эв. На расстояниях от катода приблизительно $2 \cdot 10^{-8}$ см возбужденный атом может вырвать электрон, если энергия его возбуждения выше удвоенной работы выхода электрона из катода. Возможен и другой процесс; атом аргона снимает свое возбуждение, высвечивая фотон, который поглощается в катоде, и происходит фотоэффект на катоде. Следовательно, при нейтрализации ионов аргона у катода появятся электроны, которые будут двигаться к аноду и снова создавать электронно-фотонную лавину. Ионы спирта также нейтрализуются у катода и оказываются в возбужденном состоянии, но время жизни возбужденной молекулы спирта относительно диссоциации ($\sim 10^{-13}$ сек) значительно меньше времени жизни относительно излучения ($\sim 10^{-7}$ сек) и меньше времени, необходимого для подхода к катоду от места нейтрализации ($\sim 10^{-7}$) до места ($\sim 2 \cdot 10^{-8}$ см), где возможно выравнивание электрона из катода ($\geq 10^{-12}$ сек). Итак, при смеси аргона и паров спирта разряд заканчивается после одной электронно-фотонной лавины независимо от того, какую разность потенциалов имеет счетчик в момент подхода ионов спирта к катоду, другими словами, независимо от величины сопротивления, с которого снимается импульс.

Самогасящийся счетчик имеет ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе в счетчике диссоциируют 10^9 — 10^{10} молекул спирта. В счетчиках средних размеров имеется около 10^{20} молекул спирта, поэтому счетчик, наполненный смесью аргона и спирта, «выдерживает» 10^9 — 10^{10} импульсов. Счетчик может быть наполнен смесью других газов. Смесь легкого одноатомного газа и многоатомного газа будет обладать гасящими

разряд свойствами, если потенциал ионизации одноатомного газа выше потенциала ионизации многоатомного газа; сечение поглощения фотонов (из возбужденных состояний атомов) молекулами многоатомного газа велико и время жизни молекул относительно диссоциации мало по сравнению с временем жизни относительно испускания фотонов.

Форма импульса в самогасящемся счетчике. Поскольку электроны при вторичной ионизации образуются вблизи анода, импульс самогасящегося счетчика, как и пропорционального, будет обусловлен движением положительных ионов к катоду, скорость дрейфа которых зависит от напряженности поля. Однако напряженность поля в самогасящемся счетчике определяется не только приложенным к счетчику напряжением U_0 , но и полем, создаваемым самими ионами. В этом случае электрическим полем, созданным ионами (влиянием объемного заряда), нельзя пренебрегать, так как развитие электронно-фотонных лавин обусловлено именно им. В результате разряда в счетчике образуется тонкий цилиндрический слой ионов (его толщина порядка нескольких длин пробега фотонов, испускаемых аргоном).

Пусть плотность зарядов на единице длины тонкого цилиндрического слоя ионов равна σ . Тогда по теореме Рамо — Шокли мгновенное значение тока от элемента слоя длиной dx составит

$$di = \sigma dx \frac{w^+}{r_0 \ln(r_2/r_1)}, \quad (5.79)$$

где r_0 — расстояние цилиндрического слоя ионов от центра счетчика в данный момент; $w^+ = \mu^+(E_0 + E_1)/p$ — скорость дрейфа с учетом величины электрического поля E_1 , созданного объемным зарядом и полем E_0 , созданным разностью потенциалов U_0 . Если считать, что E_0 постоянно (малая величина сопротивления утечки R), то электрическое поле внутри счетчика с учетом влияния объемного заряда можно получить из следующих рассуждений. Пусть в цилиндрическом конденсаторе на расстоянии r_0 от его оси расположены заряды с плотностью σ . Будем рассматривать этот конденсатор как два коаксиальных цилиндрических конденсатора, на внутреннюю оболочку радиуса r_0 которого сообщен заряд с плотностью σ . Разность потенциалов между внешними электродами с радиусами r_1 и r_2 и электродом с радиусом r_0 будет равна заряду, деленному на сумму емкостей внутреннего и внешнего конденсатора, т. е.

$$\begin{aligned} |U_1| &= \frac{\sigma dx}{C_1 + C_2} = \frac{\sigma dx}{\frac{dx}{2 \ln(r_2/r_0)} + \frac{dx}{2 \ln(r_0/r_1)}} = \\ &= 2\sigma \frac{\ln(r_2/r_0) \ln(r_0/r_1)}{\ln(r_2/r_1)}. \end{aligned} \quad (5.80)$$

Напряженность электрического поля внутри внешнего конденсатора, т. е. при $r > r_0$, равна

$$E_1' = \frac{U_1}{r \ln(r_2/r_0)} = \frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{\ln(r_0/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} = \frac{2\sigma}{r} \left\{ 1 - \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)} \right\}. \quad (5.81)$$

И соответственно при $r < r_0$, т. е. внутри внутреннего конденсатора,

$$E_1'' = -\frac{U_1}{r \ln(r_0/r_1)} = -\frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (5.82)$$

Напряженность электрического поля внутри слоя ионов, т. е. при $r = r_0$, можно найти, усредняя величины (5.81) и (5.82):

$$E_1(r_0) \approx \frac{1}{2} [E_1'(r_0) + E_1''(r_0)] = \frac{\sigma}{r_0} \times \left\{ 1 - 2 \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)} \right\}. \quad (5.83)$$

Следовательно, скорость дрейфа ионов будет следующим образом зависеть от места положения ионов в счетчике r_0 :

$$w^+ = \mu^+ \left\{ \frac{U_0}{r_0 \ln(r_2/r_1)} + \frac{\sigma}{r_0} \left[1 - 2 \frac{\ln(r_2/r_0)}{\ln(r_2/r_1)} \right] \right\}. \quad (5.84)$$

Если считать, что скорость распространения разряда вдоль счетчика бесконечна или первичная ионизация произошла по всей длине счетчика, то форму импульса можно вычислить так же, как и для цилиндрической камеры, но с учетом приведенной выше зависимости скорости дрейфа ионов от места положения их в счетчике.

На самом деле временем распространения разряда вдоль анода нельзя пренебрегать. Более того, скорость нарастания импульса напряжения определяется скоростью распространения разряда вдоль нити и зависит от места первичной ионизации в счетчике.

На рис. 5.12 показана форма импульса тока для двух различных положений первичной ионизации в счетчике. Из приведенных данных видно, что время нарастания импульса тока до определенного значения зависит от места первичной ионизации. Самое медленное нарастание в случае, когда частица попадает вблизи

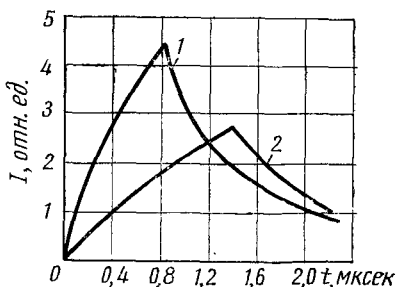


Рис. 5.12. Зависимость тока самогасящегося счетчика от времени после создания в нем ионизации: 1 — в центре счетчика; 2 — вблизи торца счетчика.

одного из концов нити. Разброс во времени нарастания импульса тока порядка нескольких единиц на 10^{-7} сек. Как и в пропорциональных счетчиках, время от момента прохождения частицы в счетчике до начала разряда определяется временем дрейфа электронов от места образования до анода. Максимальную плотность заряда σ и амплитуду импульса напряжения при большом RC можно получить, используя соотношения (5.83). Будем считать, что газовое усиление и разряд в счетчике прекращаются в тот момент, когда за счет пространственного заряда электрическое поле вблизи анода уменьшается до величины $\frac{U_{\text{зак}}}{r_1 \ln(r_2/r_1)}$, т. е. когда

$$\left| \frac{U_{\text{зак}}}{r_1 \ln(r_2/r_1)} - \frac{U_0}{r_1 \ln(r_2/r_1)} \right| \approx E_1(r_0). \quad (5.85)$$

Если $r_0 \sim r_1$, то $E_1(r_1)$ [см. выражение (5.83)] равно σ/r_1 . Поскольку обычно счетчики работают при $U_0 - U_{\text{зак}} = 100$ в и имеют $\ln(r_2/r_1) \sim 5$, то $\sigma \approx 8 \cdot 10^7$ ион/см. При длине счетчика 10 см, емкости $C = 10$ пф и большом в сравнении с временем дрейфа ионов к катоду RC , амплитуда импульса напряжения $\sigma/C \approx 12$ в.

Мертвое время счетчика. Рассмотренный механизм разряда в счетчике показывает, что после каждого разряда счетчик некоторое время остается нечувствительным к заряженным частицам. Газовое усиление в счетчике прекращается, когда σ достигает величины, определяемой по порядку величины (5.85). После этого сгусток ионов движется к катоду. По мере продвижения ионов к катоду электрическое поле вблизи анода растет и, наконец, когда ионы достигнут расстояния r_c от центра счетчика, вблизи анода вновь возможно развитие разряда. Время от предыдущего разряда до момента, когда ионы достигнут радиуса $r = r_c$, называется мертвым временем. Пространственный заряд ионов оказывает влияние на поле вблизи анода и при расстояниях $r > r_c$. Пока это влияние заметно, импульсы от частиц, попавших в счетчик в это время, будут иметь меньшие амплитуды. Время, в течение которого частицы регистрируются, но амплитуды импульсов имеют меньшие величины, называется восстановительным временем счетчика. Величину r_c можно определить, принимая во внимание (5.82), если заданы величины σ и разность $U_0 - U_{\text{зак}}$. Действительно, разряд сможет возникнуть в счетчике тогда, когда электрическое поле вблизи анода, обусловленное напряжением U_0 и объемным зарядом, достигнет величины $U_{\text{зак}}/r_1 \ln(r_2/r_1)$, т. е. когда

$$\frac{U_{\text{зак}}}{r_1 \ln(r_2/r_1)} \leq \frac{U_0}{r_1 \ln(r_2/r_1)} - \frac{2\sigma}{r_1} \cdot \frac{\ln(r_2/r_c)}{\ln(r_2/r_1)}, \quad (5.86)$$

откуда

$$r_c \geq r_2 \exp \left\{ -|U_0 - U_{\text{зая}}| \frac{1}{2\sigma} \right\}. \quad (5.87)$$

Время движения ионов от анода до $r = r_c$ в самогасящихся счетчиках около 200 мксек. Осциллограмма импульсов счетчика показана на рис. 5.13. Видно, что в течение мертвого времени τ_m нет наложения импульсов. Но затем при временах, больших τ_m ,

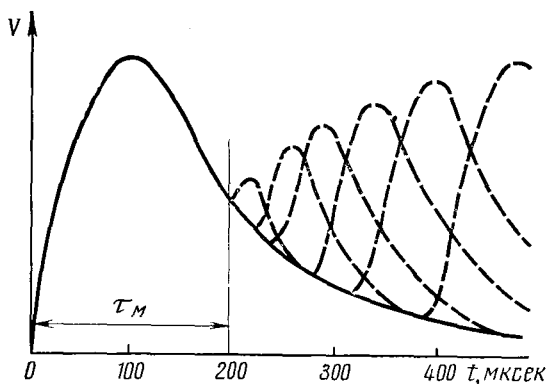


Рис. 5.13. Осциллограмма импульсов самогасящегося счетчика.

на импульс, создающий развертку, налагаются импульсы амплитуды, которых тем больше, чем позже они возникают после импульса, создающего развертку.

Мертвое время счетчика зависит от количества разрядов, происходящих в нем в единицу времени. С ростом скорости счета мертвое время уменьшается и может достигать величин около 10 мксек. Это явление можно объяснить следующим образом. Чем больше скорость счета, тем больше разрядов начинается в течение восстановительного времени, т. е. тем больше импульсов имеют меньшую амплитуду. Частицы, попавшие в счетчик в течение восстановительного времени, создают меньшую плотность заряда σ , и, следовательно, ионам потребуется пройти меньшее расстояние от анода [см. выражение (5.87)], чтобы вблизи анода вновь была напряженность поля, достаточная для развития разряда. Измеряемая величина τ_m будет зависеть еще и от уровня дискриминации схемы регистрации. Чем ниже уровень дискриминации, тем меньшая величина τ_m может быть при больших скоростях счета.

Счетная характеристика. Зависимость числа отсчетов при постоянном источнике излучения от напряжения на счетчике называется счетной характеристикой. Такая характеристика самогасящегося счетчика имеет почти горизонтальный участок на протя-

жении 100—200 *е*. Начальный участок этой характеристики имеет резкий подъем (форма начального участка зависит от уровня дискриминации регистрирующей схемы), обусловленный зависимостью амплитуды импульса от перенапряжения на счетчике ($U_0 - U_{\text{зак}}$) [см. выражение (5.84)] и большим разбросом амплитуд импульсов из-за флуктуаций в развитии и гашении разряда. Небольшой наклон плато счетной характеристики объясняют краевыми эффектами (поле вблизи концов счетчика не имеет резкой границы и с увеличением U_0 растет эффективный чувствительный объем счетчика) и возникновением так называемых ложных импульсов. Ложные импульсы в самогасящемся счетчике возникают в основном за счет нарушения механизма гашения разряда в счетчике. Эти нарушения, например, произойдут в том случае, если ион основного газа (например, аргона), сталкиваясь с молекулами гасящего газа, случайно избежит нейтрализации. В таком случае при нейтрализации на катоде он может образовать свободный электрон, который инициирует новый разряд в счетчике. Ионы гасящего газа при нейтрализации на катоде тоже могут образовать свободный электрон, если, например, возбужденная после деионизации молекула высветит фотон, а не диссоциирует. Чем больше образуется в разряде ионов, тем больше вероятность появления таких ложных импульсов. Поэтому с увеличением напряжения U_0 число ложных импульсов возрастает, а начиная с некоторого напряжения каждая попавшая в счетчик частица вызывает многоступенчатый разряд и создает пачку импульсов. В хороших счетчиках наклон плато обычно небольшой и составляет несколько процентов на 100 *е*.

Эффективность регистрации. Для развития разряда в счетчике достаточно образования одной пары ионов. Если частица создает в среднем n_0 пар ионов, то вероятность не создать ни одной пары ионов в счетчике равна (по закону Пуассона) e^{-n_0} , и, следовательно, эффективность регистрации заряженных частиц в самогасящемся счетчике $\epsilon_d = (1 - e^{-n_0})$. Для регистрации заряженных частиц счетчики должны иметь или тонкие стенки, или специальные тонкостенные окна, чтобы заряженные частицы могли проникать внутрь счетчика. Так, для регистрации α -частиц радиоактивного распада толщина окна счетчика не должна превышать 2—4 мг/см^2 . Для регистрации β -частиц можно использовать счетчики с более толстыми стенками. Так, в счетчик с толщиной окна 30 мг/см^2 проникает около 70% β -частиц, образующихся при распаде P^{32} , и только 0,03% β -частиц, образующихся при распаде C^{14} .

Для регистрации γ -квантов обычно применяют счетчики с толстыми стеклянными стенками (~ 1 мм). Гораздо реже используют счетчики со специальными металлическими катодами. Регистрация γ -кванта, попавшего в счетчик, произойдет в том случае, если в результате взаимодействия γ -кванта появится электрон, который достигнет чувствительного объема счетчика.

Очевидно, подавляющее число электронов рождается в стенках счетчика. В зависимости от толщины катода счетчика и энергии γ -кванта будет меняться число электронов, попадающих в чувствительный объем счетчика. Чем толще катод и чем ниже энергия γ -кванта, тем меньше электронов попадет в счетчик. Точное вычисление эффективности счетчика к γ -квантам представляет сложную задачу.

Эффективность счетчика с различными катодами в зависимости от энергии γ -квантов показана на рис. 5.14. Эффективность, как видно из рисунка, возрастает с увеличением энергии. Это обусловлено тем, что с ростом энергии γ -кванта увеличивается средняя энергия появляющихся в результате взаимодействия электронов и, следовательно, увеличивается их пробег. А это значит, что с увеличением энергии растет эффективная толщина катода, из которой электроны могут проникнуть в чувствительный объем счетчика. Уменьшение толщины катода до очень малых величин (много меньших пробегов электронов) не изменит характера зависимости эффективности от энергии, поскольку в счетчик будут проникать электроны, образованные γ -излучением в среде, окружающей счетчик. В вакууме эффективность тонкостенного счетчика будет иметь другой характер: она будет пропорциональна полному сечению взаимодействия γ -квантов с материалом, из которого изготовлен катод счетчика. Увеличение толщины катода счетчика будет приводить к тому, что эффективность регистрации γ -квантов низких энергий уменьшится значительно, чем высоких, из-за поглощения γ -квантов в стенках счетчика.

Газоразрядные счетчики будут регистрировать и нейтроны. Регистрация нейтронов происходит в результате или упругого рассеяния нейтронов на ядрах газа, наполняющего счетчик, или образования γ -квантов в реакциях неупругого рассеяния и радиационного захвата на ядрах вещества, окружающего счетчик. Нейтроны низких энергий (< 100 кэв) в счетчике со смесью спирт — аргон будут упруго рассеиваться на ядрах водорода. Эффективность регистрации таких нейтронов будет порядка сотых долей процента. Для нейтронов более высоких энергий эффективность окажется еще меньше. Если же счетчик окружить кадмием и поместить в замедлитель нейтронов (воду, парафин), то нейтроны будут регистрироваться по γ -квантам захвата в водороде и кадмии.

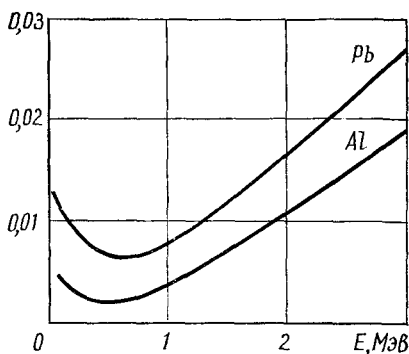


Рис. 5.14. Зависимость эффективности регистрации γ -квантов от их энергии в счетчике с катодом из свинца и алюминия.

Чувствительность такого устройства, напоминающего всеволновый счетчик, к нейтронам может быть достаточно высокой. Если блок парафина, в который помещен счетчик, имеет размеры $20 \times 20 \times 20$ см, то чувствительность будет около $0,1 \text{ см}^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. К а л а ш н и к о в а В. И., К о з о д а е в М. С. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966, гл. 2, 3.
2. В е к с л е р В., Г р о ш е в а Л., И с а е в Б. Ионизационные методы исследования излучений. М. Гостехтеориздат, 1950.
3. Р о с с и Б., Ш т а у б Г. Ионизационные камеры и счетчики. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
4. Ф ю н ф е р Э., Н е й е р т Г. Счетчики излучений. Перев. с немец. М., Изд-во иностр. лит., 1961.

Г л а в а 6

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

§ 6.1. ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие в последние годы полупроводниковых детекторов связано, во-первых, с большим чувствительным объемом (в несколько десятков и даже около сотни см^3) полупроводниковых детекторов и, во-вторых, с очень высокой разрешающей способностью (десятые доли процента) при сохранении достаточной эффективности. Полупроводниковые детекторы применяются для регистрации и спектрометрии заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов.

Подробное описание принципов работы, характеристик отдельных типов детекторов, методов и примеров их применения содержится в монографиях [1, 2], основы теории — в работе [3].

Полупроводниковый детектор можно рассматривать как ионизационную камеру с твердым диэлектриком между электродами. Наибольшее распространение получили твердые камеры из полупроводниковых материалов: германия, кремния и CdS. Обычно вместо термина «твердая камера» используют термин «счетчик».

Твердые камеры обладают некоторыми несомненными преимуществами перед газовыми. Во-первых, в чувствительном объеме этих камер содержится гораздо большая масса вещества, чем в газовом промежутке. Следовательно, в твердой камере полностью укладываются пробеги заряженных частиц с гораздо большей энергией, чем в газовой. Кроме того, при измерении γ -квантов твердые камеры обладают большей эффективностью. Во-вторых, твердые камеры имеют лучшее временное и энергетическое разрешение, что связано с иными, чем в газовой камере, процессами образования и движения носителей зарядов. Предшественниками полупроводниковых счетчиков можно считать кристал-

лические счетчики из AgCl , алмаза и некоторых других соединений, появившихся в конце 40-х годов.

Регистрация ядерного излучения кристаллическим (или полупроводниковым) счетчиком внешне (если не вдаваться во внутренние процессы, проходящие в самом счетчике) подобна регистрации заряженных частиц газовой камерой и сводится к измерению импульсов напряжения, возникающих в результате возрастания проводимости кристалла под действием поступающих в него заряженных частиц.

Схема включения такого счетчика приведена на рис. 6.1. Прохождение заряженной частицы вызывает в диэлектрике образование разноименных носителей зарядов (электронов и дырок). Внешнее напряжение U создает внутри кристалла электрическое поле. Электроны и дырки движутся под действием этого

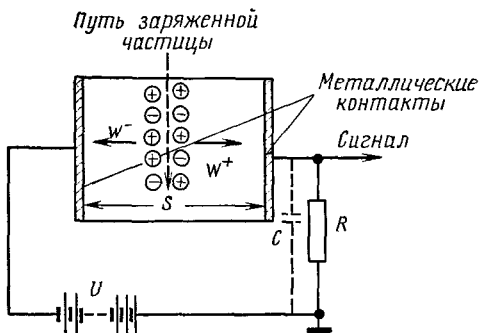


Рис. 6.1. Схема включения полупроводникового счетчика.

поля к электродам. По мере того, как носители смещаются, они индуцируют на электродах заряд, пропорциональный пройденной ими разности потенциалов. Для того чтобы такая камера с твердым наполнителем работала долго, а сигнал, получаемый на ее выходе, был пропорционален энергии, потерянной заряженной частицей в чувствительном объеме камеры, и, наконец, протяженность сигнала во времени была небольшой, наполнитель должен характеризоваться:

1) малой величиной средней энергии, расходуемой заряженной частицей для создания одной пары носителей заряда;

2) отсутствием рекомбинации и захвата носителей;

3) большой подвижностью носителей обоих знаков;

4) большим удельным электрическим сопротивлением.

Рассмотрим эти требования несколько подробнее. Чем меньше величина средней энергии, тем больше носителей возникает в чувствительном объеме, тем больше сигнал, снимаемый с камеры, и тем меньше относительная флуктуация этого сигнала, которая определяет предел энергетического разрешения камеры. У полупроводниковых детекторов $\mathcal{W}^*$ — средняя энергия образования пары носителей — на порядок меньше, чем у газовых ионизационных камер, и на два порядка меньше, чем у сцинтилляционных счетчиков.

Если вероятность рекомбинации носителей за время их движения к электродам велика, то, во-первых, уменьшается собранный заряд и, во-вторых, что более существенно, число носителей,

достигших электродов, будет сильно флуктуировать и энергетическое разрешение счетчика ухудшится. Кроме того, при большой вероятности захвата носителей в ловушки внутри диэлектрика возникает объемный заряд, поле которого направлено противоположно внешнему. Объемный заряд возникает потому, что носители зарядов разных знаков до захвата успевают сместиться к электродам в различных направлениях. В итоге после некоторого периода облучения поле внутри диэлектрика с ловушками может уменьшиться настолько, что счетчик перестанет работать *.

В твердой камере, так же как и в камере с газовым наполнителем, скорость перемещения носителей (скорость дрейфа w) к электродам определяется их подвижностью μ и пропорциональна напряженности электрического поля E в камере:

$$\left. \begin{aligned} w^+ &= \mu^+ E; \\ w^- &= \mu^- E. \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$

Чем больше μ , тем меньше время сбора носителей и тем лучшим разрешающим временем будет обладать твердая камера. Если подвижности положительных и отрицательных носителей равны или близки друг к другу, то амплитуда сигнала от такой камеры не будет зависеть от места образования носителей заряда внутри чувствительного объема при любом соотношении между временем сбора носителей и постоянной времени входного каскада усилителя сигнала. Иными словами, будет отсутствовать индукционный эффект.

Поскольку любой материал, который можно использовать в качестве наполнителя твердой камеры, обладает пусть малой, но конечной электропроводностью, то при подаче на электроды камеры разности потенциалов через наполнитель потечет постоянный ток, величина которого пропорциональна электропроводности материала **. Число носителей заряда, перемещающихся между электродами и создающих постоянный ток, испытывает статистические флуктуации, абсолютная величина которых тем больше, чем больше ток. Если флуктуации тока по величине становятся сравнимыми с числом носителей, образованных в камере заряженной частицей, то становится невозможным отличать полезные сигналы от шума.

* Исключение составляет частный случай захвата ловушками носителей только одного знака на время, большее времени диэлектрической релаксации материала. При определенных условиях может возникнуть эффект зарядового усиления, когда собранный на обкладках камеры заряд больше, чем заряд, образованный заряженной частицей. Однако камеры, работающие на таком принципе, обладают весьма плохими временными характеристиками и плохим энергетическим разрешением и нашли ограниченное применение лишь в дозиметрии.

** При рассмотрении процессов в ионизационных камерах током проводимости можно пренебречь из-за огромного сопротивления газового промежутка в отсутствие ионизации.

Оценим минимальную величину допустимого удельного сопротивления наполнителя плоской камеры. Для этого найдем стандартное отклонение числа носителей тока за время дрейфа между электродами и сравним его с числом носителей, созданных заряженной частицей в объеме камеры. Среднее значение тока проводимости $I = U/R$, где R — сопротивление наполнителя, а U — приложенное к камере напряжение. Пусть t — время дрейфа носителей между электродами, а e — их заряд, тогда за время t детектор пересечет $n = \frac{U}{Re} t$ пар носителей. Считая, что плотность носителей описывается распределением Пуассона, получаем для стандартного отклонения

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{Ut}{Re}}.$$

Число пар носителей, созданных в камере заряженной частицей с энергией E , равно $E/\mathcal{W}$. Потребуем, чтобы отношение среднеквадратичного шумового сигнала к полезному равнялось 10^{-3} , т. е. чтобы $\sigma_n \mathcal{W}/E = 10^{-3}$. Это требование не представляется излишне суровым, поскольку разрешение хороших полупроводниковых детекторов при $E = 1-2$ Мэв достигает 0,1—0,3%. Используя это условие, получаем

$$R \geq \left(\frac{\mathcal{W}}{E}\right)^2 \frac{Ut}{e} \cdot 10^6 \quad (6.2)$$

или для удельного сопротивления

$$\rho \geq \frac{sUt}{de} \left(\frac{\mathcal{W}}{E}\right)^2 \cdot 10^6, \quad (6.3)$$

где s — площадь детектора; d — расстояние между электродами. Для простоты примем, что подвижности положительных и отрицательных носителей одинаковы и равны μ . Тогда время прохода носителями расстояния d равно максимальному времени сбора носителей, созданных заряженной частицей, $t = d^2/U\mu$, а удельное сопротивление

$$\rho \geq \mathcal{V} \left(\frac{\mathcal{W}}{E}\right)^2 \frac{1}{e\mu} \cdot 10^6, \quad (6.4)$$

где $\mathcal{V}$ — объем камеры, см³.

При комнатной температуре подвижность носителей в диэлектриках (изоляторах или полупроводниках) по порядку величины равна $10^3 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$, а $\mathcal{W} \approx 3-7$ эв. Принимая $V = 1 \text{ см}^3$ и $E = 1$ Мэв, получаем из (6.4), что минимально допустимое значение удельного сопротивления примерно равно $10^{10} \text{ ом} \cdot \text{см}$.

В природе не существует материала, который бы достаточно хорошо удовлетворял требованиям 1—4. Изоляторы обладают большим удельным сопротивлением (до 10^{16} ом·см), сравнительно малым η и большим μ , но для них очень существенны захват носителей и образование объемного заряда. Лучшее всего удовлетворяют совокупно всем требованиям для наполнителя твердых камер полупроводниковые материалы — кристаллические кремний и германий, хотя их удельное сопротивление и гораздо меньше, чем следует из оценки по формуле (6.4).

В настоящее время удается изготавливать кремний с удельным сопротивлением при комнатной температуре порядка нескольких десятков тысяч ом, умноженных на сантиметр, а германий — около сотни ом, умноженных на сантиметр, что явно недостаточно для работы с однородным по объему наполнителем — полупроводником. Приходится прибегать к специальным мерам, резко повышающим сопротивление полупроводника.

Так, величину ρ можно существенно увеличить, если полупроводник со специально введенными в него примесями охладить до температуры жидкого азота. Кроме того, удельное сопротивление резко возрастает в переходной области между двумя областями полупроводника с разным типом проводимости, это явление также используется при создании полупроводниковых детекторов.

Дальнейшее рассмотрение ограничивается только детекторами из германия и кремния. Получившие некоторое распространение кристаллические счетчики с появлением полупроводниковых детекторов почти не употребляются, а счетчики из других полупроводниковых материалов, таких, как карбид кремния, еще находятся в стадии разработки.

§ 6.2. ОБРАЗОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Заряженные частицы, проходя через вещество, теряют свою энергию в основном при взаимодействии с электронами атомных оболочек. Этот процесс первичной передачи энергии практически не зависит от агрегатного состояния и свойств вещества. Дальнейший процесс распределения энергии, переданной заряженной частицей электронам, различен в газах и твердых телах, изоляторах и полупроводниках. В результате взаимодействия первичной частицы с полупроводником часть ее энергии расходуется на образование носителей заряда. Для описания механизма образования носителей, а также способов создания областей с высоким удельным сопротивлением в полупроводнике напомним основные понятия зонной теории твердого тела.

Удельное электрическое сопротивление твердых тел изменяется от 10^{16} ом·см для хороших изоляторов до 10^{-6} ом·см для некоторых металлов. Диэлектрики, сопротивление которых больше, чем у металлов, и меньше, чем у изоляторов, называют *полупроводниками*.

Считают, что границы области полупроводников $10^9 - 10^{-2}$ *ом·см*. Этот интервал весьма относителен, поскольку сопротивление полупроводников очень резко зависит от температуры, и материал, являющийся при комнатной температуре полупроводником, становится при температуре жидкого азота превосходным изолятором.

Различие в электропроводности твердых тел не может быть объяснено с классической точки зрения. Согласно принципам квантовой механики в твердом теле, так же как и в отдельном атоме, электроны не могут иметь любую энергию. В одиночном атоме разрешены лишь отдельные дискретные значения энергии. При сближении атомов между ними возникают силы взаимодействия, приводящие к расщеплению уровней. В кристаллической решетке вместо отдельных разрешенных значений энергии образуются области или зоны разрешенных и запрещенных значений энергий электронов. Электроны, находящиеся на близких к ядру отдельного атома оболочках (т. е. на глубоких уровнях), практически не взаимодействуют с соседними атомами из-за экранировки электрических сил взаимодействия внешними электронами. Расщепление глубоких уровней мало, т. е. зоны узкие. Для внешних оболочек взаимодействие велико и ширина зон разрешенных значений энергий может составлять несколько электронвольт. Электроны с энергией, соответствующей такой зоне, принадлежат всему кристаллу в целом, а не отдельному атому.

Если зона возникла в результате расщепления одного уровня, то полное число мест в зоне в 1 см^3 вещества равно произведению возможного числа электронов на уровне на число атомов в 1 см^3 . Поэтому если соответствующий уровень в атоме был полностью заполнен, то зона будет полностью заполнена; такая зона называется *валентной*, а если уровень был заполнен частично, то и в зоне будут свободные места, и такая зона называется *зоной проводимости*.

Если в кристалле есть электрическое поле E , то на каждый электрон действует сила $F = eE$. Результат действия поля на электрон описывается в теории как изменение числа электронов в данном энергетическом состоянии (или с данным импульсом). В заполненной зоне все возможные энергетические состояния уже заняты, и электрическое поле не может изменить распределения электронов по скоростям, т. е. электроны в этой зоне не могут участвовать в переносе зарядов и не дают вклада в электропроводность кристалла. Следовательно, твердое тело, в котором все зоны или пустые, или полностью заполненные, — изолятор, твердое тело с частично заполненными зонами — *проводник*. Нужно иметь в виду, что не всегда, зная, как заполнены уровни в атоме, можно предсказать степень заполнения зон в кристалле, поскольку при сближении атомов зоны, образованные из отдельных уровней, могут перекрываться, а число мест в них изменяется.

В диэлектрике над валентной зоной всегда имеются разрешенные пустые зоны. В том случае, когда ширина запрещенной зоны между ними не очень велика, а такое положение и характерно для полупроводников, часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии будет переходить в верхнюю зону (зону проводимости), где они могут свободно перемещаться, обеспечивая заметную электропроводность кристалла. Вероятность такого перехода экспоненциально возрастает с уменьшением ширины запретной зоны. Электропроводность в полупроводнике создается не только электронами, перешедшими в зону проводимости, но и электронами в валентной зоне. Последнее возможно потому, что после переброски электронов в зону проводимости в валентной зоне остаются незаполненные места — *дырки*, и все остальные электроны получают возможность перемещаться под действием электрического поля, внося вклад в ток. Электропроводность будет тем больше, чем больше дырок в валентной зоне. Оказалось гораздо удобнее вместо движения электронов валентной зоны рассматривать движение дырок, приписывая им положительный заряд, равный по абсолютному значению заряду электрона, и эффективную массу, близкую в большинстве случаев к массе свободного электрона. Итак, носителями тока в полупроводнике являются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Если дырки в валентной зоне и электроны в зоне проводимости появляются только в результате тепловых переходов через зону, то число свободных электронов в полупроводнике равно числу дырок, и такие полупроводники называются *собственными* или полупроводниками с *собственной проводимостью*. Вероятность тепловых переходов падает при охлаждении полупроводника, и при температуре абсолютного нуля проводимость равна нулю.

В идеальном кристалле, т. е. в кристалле без примесей чужеродных атомов и нарушения периодичности расположения атомов, электрон не может обладать энергией, соответствующей запрещенной зоне. В реальном кристалле всегда имеются дефекты и примеси, причем последних, как правило, больше. Вблизи мест с нарушениями решетки периодическое электрическое поле искажается, электрон может быть захвачен на примесный уровень, т. е. удерживается вблизи локального искажения поля, а энергия такого электрона попадет в запрещенную зону. Электроны на таких локальных уровнях практически не участвуют в проводимости, поскольку они не могут перемещаться под действием поля *. Однако если такой уровень лежит вблизи дна зоны проводимости, то даже при невысокой температуре (гораздо

* В случае очень сильно легированных полупроводников, которые здесь не рассматриваются, возможна так называемая примесная проводимость, т. е. проводимость по локальным уровням.

меньшей комнатной) электроны будут переходить с уровней в зону проводимости и там свободно перемещаться по кристаллу. Полупроводник, у которого электроны в зоне проводимости появляются в результате перехода с уровней в запрещенной зоне, называется *электронным полупроводником* (полупроводником *n*-типа), а сами уровни, отдающие электроны, называются *донорными*.

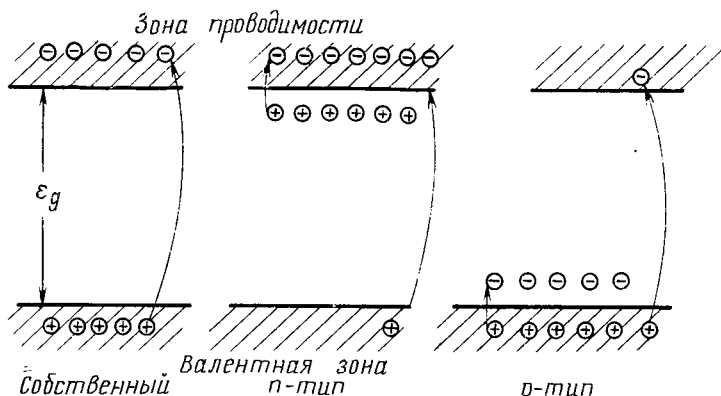


Рис. 6.2. Энергетические схемы собственного, *n*-типа и *p*-типа полупроводников (ϵ_g — ширина запрещенной зоны).

Локальный уровень может быть образован и вблизи верхнего края валентной зоны. При нормальной температуре электроны валентной зоны переходят на эти уровни, образуя дырки в валентной зоне. Полупроводник с таким типом проводимости называется *дырочным* (полупроводником *p*-типа), а уровни, захватывающие электроны, называются *акцепторными*.

При переходе как с акцепторного, так и с донорного уровней возникает только один свободный носитель заряда, поэтому равенство между концентрацией электронов и дырок, характерное для полупроводника с собственной проводимостью, нарушается. Такие полупроводники называются *примесными*. Основными носителями в примесном полупроводнике называют те носители, концентрация которых больше, а неосновными — носители с меньшей концентрацией. Энергетические схемы полупроводников с разными типами проводимости представлены на рис. 6.2.

Обычно число примесных атомов в решетке составляет 10^{-7} — 10^{-10} числа собственных, однако именно они определяют электрические свойства полупроводников. Примесные уровни могут увеличивать или уменьшать концентрацию носителей, действовать как ловушки носителей, задерживая на время дырки или электроны, а затем возвращая их в зоны, где они снова участвуют в проводимости. Примесные уровни могут значительно увеличивать скорость электронов и дырок.

Вернемся теперь к рассмотрению процесса образования свободных носителей в полупроводнике после прохождения через него заряженной частицы.

В полупроводнике процессы столкновений могут поднять электроны из валентной зоны в зону проводимости, но они могут

также поднять электроны из более глубоких заполненных зон в выше лежащие незанятые (рис. 6.3, а). В зонах, обычно не занятых, появляются электроны, а в зонах, обычно заполненных, создаются дырки. Такое состояние длится около 10^{-12} сек, по-



Рис. 6.3. Образование электронно-дырочных пар заряженной частицей.

сле чего возникает положение, показанное на рис. 6.3, б. В результате различных взаимодействий электроны падают на дно самой низколежащей незанятой зоны (зоны проводимости), а дырки поднимаются к верхнему краю самой высоколежащей заполненной зоны (валентной). Кроме того, в процессе снятия возбуждения рождается еще много электронов и дырок. В среднем этот многоступенчатый процесс приводит к созданию одной электронно-дырочной пары на каждые 3,5 эв энергии, потерянной падающей тяжелой частицей, в кремнии, и около 3,0 эв — в германии. Это примерно в три раза больше ширины запрещенной зоны ϵ_g .

Небольшое значение энергии $\mathcal{W}$, расходуемой на образование электронно-дырочной пары (в 10 раз меньше, чем на образование пары ион — электрон в газе), означает, что при прочих равных условиях амплитуда сигнала от полупроводникового счетчика в 10 раз больше амплитуды сигнала от камеры. Приблизительно

на порядок меньше и дисперсия амплитудного распределения импульсов, а следовательно, лучше и энергетическое разрешение полупроводникового счетчика*.

Для спектрометрии существенна зависимость $\mathcal{W}$ от энергии и вида первичной частицы. Экспериментально в широком диапазоне энергий и для разных частиц было найдено, что $\mathcal{W} = \text{const}$, хотя должен быть предел, за которым это не так. Когда тяжелая частица замедлится, она в конце концов будет иметь энергию, ниже которой вероятность рождения электронно-дырочных пар станет очень малой, а основными видами взаимодействия будут резерфордовское рассеяние, а также столкновения с ядрами твердого тела, как с твердыми шариками. Приблизительно эта граничная энергия

$$E_{\text{гр}} = \frac{M}{m_0} \varepsilon_g, \quad (6.5)$$

где m_0 — масса электрона; M — масса частицы.

Описанный эффект существует только для самых тяжелых частиц. Например, для осколков деления $E_{\text{гр}} \sim 20 \text{ кэВ}$, что уже сравнимо с разрешением счетчиков.

Конечной стадией процесса снятия возбуждения является рекомбинация электронов и дырок. Число неравновесных электронов или дырок со временем уменьшается в полупроводнике по экспоненциальному закону

$$n = n_0 e^{-t/\tau_r}, \quad (6.6)$$

где n_0 — число неравновесных носителей, возникших в момент $t = 0$; τ_r — время жизни носителей относительно рекомбинации. Эта величина τ_r — одна из основных характеристик полупроводника. Электроны и дырки обычно имеют приблизительно одинаковое время жизни. В хороших полупроводниковых детекторах время жизни носителей много больше времени сбора носителей на электроды.

§ 6.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ КАК ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Кремний и германий — четырехвалентные элементы с простой структурой (8 атомов в элементарной ячейке) и ковалентными связями, полностью насыщенными при низких температурах. При повышении температуры часть ковалентных (двойных) связей разрывается, что ведет к образованию электронно-дырочных пар

* Может возникнуть вопрос, почему $\mathcal{W}$ в три раза больше ε_g , которая в конце концов является минимальной энергией, необходимой для образования одной электронно-дырочной пары. По современным представлениям дополнительная энергия тратится на возбуждение решетки вследствие сильной связи электронов с колебаниями решетки твердого тела.

в материале. Число пар собственных носителей в собственном полупроводнике n_i следующим образом зависит от температуры T и ширины зоны (или энергии связи в модели валентности):

$$n_i = bT^{3/2}e^{-\varepsilon_g/kT}, \quad (6.7)$$

где b — постоянная для данного материала; T — температура в шкале Кельвина.

Величина тока в полупроводнике, созданная дрейфующими под действием поля носителями, определяет удельное сопротивление полупроводника ρ . Из определения ρ как величины обратной проводимости σ следует, что

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e(p\mu^+ + n\mu^-)}, \quad (6.8)$$

где μ^+ , μ^- — подвижности носителей; p , n — объемные плотности положительных и отрицательных носителей.

Некоторые характеристики чистых (беспримесных) кремния и германия приведены в табл. 6.1. Видно, что ширины запрещен-

Таблица 6.1

Некоторые свойства чистых кремния и германия

Характеристика	Кремний	Германий
Атомный номер	14	32
Атомный вес	28,09	72,59
Плотность (300° К), г/см ³	2,33	5,33
Диэлектрическая постоянная . . .	12	16
Ширина запрещенной зоны (300° К), эв	1,12	0,67
Ширина запрещенной зоны (T° К), эв	1,205—2,8·10 ⁻⁴ T	0,782—3,4·10 ⁻⁴ T
Плотность собственных носителей (300° К), 1/см ³	1,5·10 ¹⁰	2,0·10 ¹³
Плотность собственных носителей n_i (T° К), 1/см ³	2,8·10 ¹⁶ × × T ^{3/2} exp $\left[-\frac{6450}{T} \right]$	9,7·10 ¹⁵ × × T ^{3/2} exp $\left[-\frac{4350}{T} \right]$
Подвижность электронов μ^- (300° К), см ² /(в·сек)	1350	3900
Подвижность дырок (300° К) μ^+ , см ² /(в·сек)	480	1900
Подвижность электронов (T° К), см ² /(в·сек)	2,1·10 ⁹ T ^{-2,5}	4,9·10 ⁷ T ^{-1,66}
Подвижность дырок (T° К), см ² /(в·сек)	2,3·10 ⁹ T ^{-2,7}	1,05·10 ⁹ T ^{-2,33}
Энергия образования пары, эв	3,75	2,94

ных зон кремния и германия отличаются меньше чем в два раза, а число носителей — на три порядка. Это связано с экспоненциальной зависимостью числа носителей от ширины запрещенной зоны. Подвижности носителей близки по величине и, что очень важно для спектрометрических измерений, подвижности электронов и дырок — одного порядка и в германии, и в кремнии. Видно, что если полупроводник охладить, то подвижности резко возрастут, а следовательно, улучшатся временные характеристики детектора. Уменьшение μ^+ и μ^- с ростом T объясняется увеличением сечения неупругих столкновений носителей с решеткой.

Для полупроводника с собственной проводимостью справедливы очевидные соотношения:

$$\left. \begin{aligned} p &= n = n_i; \\ \rho_i &= \frac{1}{en_i(\mu^+ + \mu^-)} \end{aligned} \right\}. \quad (6.9)$$

Используя характеристики германия и кремния, приведенные в табл. 6.1, получаем при $T = 300^\circ \text{K}$ для беспримесных полупроводников численные значения удельного сопротивления:

$$\rho_{\text{Ge}} = 65 \text{ ом} \cdot \text{см}, \quad \rho_{\text{Si}} = 230 \cdot 10^3 \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Из формулы (6.9) и температурных зависимостей для подвижности и числа носителей, приведенных в табл. 6.1, видно, что сопротивление очень быстро растет с уменьшением температуры. При $T = 77^\circ \text{K}$ собственная проводимость и кремния, и германия падает настолько, что (при отсутствии примесных уровней) они являются превосходными изоляторами и, следовательно, их можно использовать для изготовления однородных полупроводниковых счетчиков, так как при этой температуре условия (6.2)—(6.4) будут выполнены.

Свойства примесных германия и кремния. Практически до сих пор при температурах не выше комнатной нет полупроводников, соответствующих по своим характеристикам беспримесным. Это не позволяет получить нужное для создания детектора большое сопротивление и при охлаждении полупроводника. Если для германия еще и можно достичь такой степени очистки от электрически активных примесей ($< 10^{13} \text{ атом/см}^3$, т. е. $< 5 \cdot 10^{-6} \%$), при которой свойства при комнатной температуре в основном будут определяться характеристиками собственно германия, то для кремния (допустимое количество примесей $\sim 5 \cdot 10^{-9} \%$) это пока невозможно. Следовательно, полупроводниковый материал, используемый для изготовления детекторов, всегда будет примесный, причем тип примеси зависит от свойств материала и технологии изготовления. Так, из кремния особенно трудно удалять бор, поэтому кремний с наиболее высоким удельным сопротивлением — это p -кремний (бор — акцептор). Германий очень сложно

очищать от кислорода. Поскольку содержание загрязнений трудно контролировать, примеси обычно вводят искусственно, используя для этого или пятивалентные (фосфор, мышьяк), или трехвалентные атомы (бор, алюминий). В первом случае в решетке появляется слабо связанный «лишний» электрон* (донорный уровень по представлениям зонной теории), связь которого при комнатной температуре разорвана, во втором электрона не хватает, появляется дырка (акцепторный уровень). Заметим, что некоторые примеси (например, золото) могут вносить одновременно и донорные и акцепторные уровни, расположенные приблизительно в середине запрещенной зоны.

В полупроводнике с собственной проводимостью число дырок в валентной зоне и число электронов в зоне проводимости равно n_i . Это результат равновесия между процессами рекомбинации и генерации носителей. Скорость рекомбинации и генерации существенно повышается, если появляются дополнительные уровни в запрещенной зоне, поскольку скорость двухступенчатых переходов больше, чем одноступенчатых. Но, несмотря на возрастание скорости процессов, суммарное число носителей в равновесном полупроводнике не возрастает, т. е. выполняется соотношение**

$$np = n_i^2, \quad (6.10)$$

где n — число электронов в 1 см^3 ; p — число дырок в 1 см^3 в примесном полупроводнике; n_i — концентрация электронов или дырок в беспримесном полупроводнике (n_i — функция температуры). Эта формула следует из выражений для числа электронов и дырок в невырожденном полупроводнике, подсчитанных по зонной теории. Следовательно, увеличение числа электронов в зоне проводимости при введении донорных примесей приводит к уменьшению числа дырок. Так, если в кремний при комнатной температуре ввести $1,5 \cdot 10^{11}$ донорных атомов на 1 см^3 , т. е. всего один атом примеси на $4 \cdot 10^{10}$ атомов кремния, то плотность дырок будет $1,5 \cdot 10^9$, т. е. в 10^2 раз меньше электронной. Удельное сопротивление образца будет определяться только электронами и составит около $3,5 \cdot 10^3 \text{ ом} \cdot \text{см}$, т. е. почти на два порядка меньше собственного при этой же температуре. Лучшая очистка зонной плавкой позволяет получать p -кремний с сопротивлением около $10^4 \text{ ом} \cdot \text{см}$.

Из формул (6.8) и (6.10) следует, что минимальное число свободных носителей обоих знаков будет при $n = p$ независимо от того, является ли это равенство результатом отсутствия вся-

* Ослабление связи электрона кулоновскими силами можно понять, если учесть большие значения диэлектрических постоянных и для германия, и для кремния.

** Это соотношение справедливо для полупроводников с относительно малым числом атомов примеси — так называемых невырожденных полупроводников, к которым относятся и германий, и кремний, используемые в полупроводниковых детекторах.

ких примесей или следствием того, что число донорных примесных атомов равно числу акцепторов. Последнее обстоятельство используют на практике при создании полупроводников с высоким удельным сопротивлением. Энергетическая схема полупроводника, у которого концентрация донорных примесей N_d равна концентрации акцепторных — N_a , изображена на рис. 6.4.

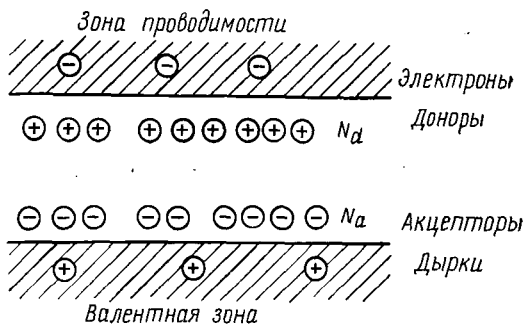


Рис. 6.4. Компенсированный полупроводник с полностью ионизированными атомами примесей (N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов).

У такого полностью компенсированного полупроводника проводимость равна проводимости беспримесного полупроводника.

При высоких температурах (около 420°K для очень чистого кремния и около 330°K для очень чистого германия) величина n_i возрастает настолько, что при любом практически важном количестве примесных атомов (10^{12} — 10^{16} атом/см³) сопротивление определяется собственными (непримесными) носителями. При понижении температуры определяющими становятся примесные носители вплоть до температур (10 — 50°K), при которых примесные атомы перестают быть ионизированными.

§ 6.4. ПЕРЕХОДЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Работа всех существующих полупроводниковых детекторов основана на использовании свойств перехода между полупроводниками с разным типом проводимости. На рис. 6.5 изображен p — n -переход, причем число донорных примесей в образце больше, чем число акцепторов в p -образце *. Сами ионизированные атомы акцепторов и доноров закреплены в решетке и двигаться не могут, но носители при $T > 0$ могут диффундировать, если существует градиент концентрации носителей данного знака. Диффузия как дырок, так и электронов вызывает протека-

* Обычно тонкий слой n материала создается на поверхности p -образца с высоким сопротивлением. Слой возникает в результате диффузии донорных атомов (обычно фосфора) в кремний при температурах 800 — 1200°C .

ние электрического тока из p -области в n -область. При отсутствии источника внешнего напряжения, приложенного к $p - n$ -переходу, после установления равновесия ток прекращается из-за появления на переходе скачка потенциала, который возникает из-за существования объемного заряда в области контакта полупроводников с разными свойствами. Нескомпенсированный сво-

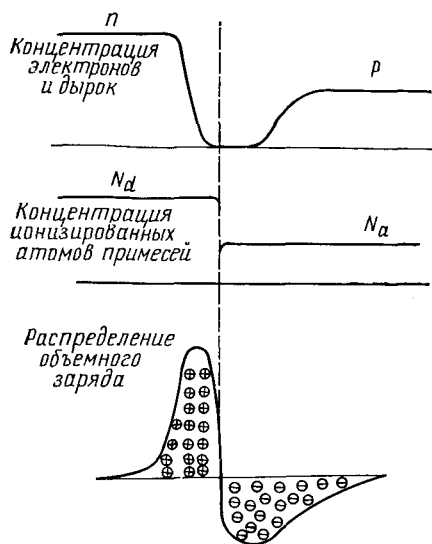


Рис. 6.5. Равновесный $p - n$ -переход.

В материале n -типа всегда присутствуют дырки, а в материале p -типа — электроны, созданные тепловыми переходами через запрещенную зону. В нашем примере более сильного легирования n материала плотность неосновных носителей (электронов) в p -области много больше плотности неосновных носителей (дырок) в n -области. В состоянии равновесия осуществляется баланс для числа носителей каждого знака, пересекающих переход в обоих направлениях. Для нашего случая значения электронного тока больше дырочного (по абсолютному значению эти токи достигают многих ампер).

Полупроводник с $p - n$ -переходом может использоваться для детектирования заряженных частиц даже при отсутствии внешнего источника напряжения, поскольку внутри такого полупроводника существует область, в которой напряженность электрического поля отлична от нуля. Если через эту область пролетает заряженная частица и создает свободные носители, то они, перемещаясь под действием электрического поля, создадут сигнал во внешней цепи детектора. Однако ширина области объемного заряда в $p - n$ -переходе без внешнего смещения мала ($< 10^{-4}$ см), что приводит, во-первых, к малому чувствительному объему детектора,

свободными основными носителями положительный заряд доноров будет равен нескомпенсированному отрицательному заряду акцепторов. Высота потенциальной ступеньки зависит от числа и диффузионной способности носителей, которые, в свою очередь, являются функциями температуры, числа примесей и т. д. Величина скачка потенциала может достичь нескольких десятых долей вольта, но не может быть больше, чем ширина запрещенной зоны, в случае, если полупроводники с разными типами проводимости изготовлены из одного материала, например кремния.

В материале n -типа всегда присутствуют дырки, а в материале p -типа — электроны, созданные тепловыми переходами через запрещенную зону.

и, во-вторых, к малой величине сигнала по сравнению с шумом, так как собственная емкость перехода велика. Чувствительную область детектора, т. е. область, в которой существует электрическое поле, можно увеличить, прикладывая к переходу обратное смещение, т. е. к n -области присоединить плюс источника напряжения, а к p -области — минус. Обратное смещение помогает напряжению, возникшему на $p-n$ -переходе, удалять свободные носители из области вблизи перехода. В результате чувствительный объем детектора, т. е. объем обедненной носителями слоя, в котором существует электрическое поле, увеличивается, а емкость перехода уменьшается.

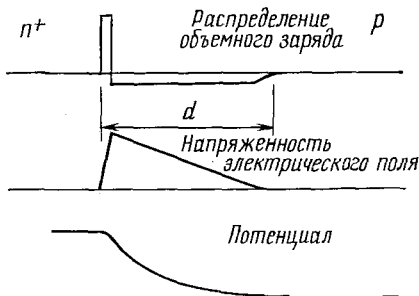


Рис. 6.6. $p-n$ -Переход с обратным смещением. Упрощенное изображение распределения зарядов и полей.

Рассмотрим свойства $p-n$ -перехода с обратным смещением (рис. 6.6), причем n -область сильно легирована, а p -область — слабо. Свободные носители «выметены» электрическим полем из обедненной области толщиной d , и дипольный слой состоит почти полностью из закрепленных ионизированных доноров и акцепторов.

Почти полное отсутствие свободных носителей в обедненной области означает, что удельное сопротивление материала в ней гораздо больше, чем удельное сопротивление полупроводника вне перехода. Напомним, что высокое удельное сопротивление материала — основное условие работы полупроводникового детектора.

На рис. 6.6 показаны также распределения потенциала и напряженности электрического поля в переходе. Изображены они с резкими границами, что, конечно, условно, поскольку реально плотность носителей, а соответственно и все остальные величины, изменяются плавно.

По порядку величины плотность свободных носителей в области перехода меньше плотности вне перехода в отношении $\Delta t/\tau$, где Δt — среднее время нахождения носителя в области перехода; τ — время жизни носителей относительно рекомбинации в отсутствие напряжения смещения. Величина Δt — время, за которое носитель выметается электрическим полем из перехода, — уменьшается при увеличении смещения на переходе. При больших обратных смещениях (соответствующих реальным) можно предполагать при расчетах, что в слое объемного заряда совсем нет свободных носителей.

Ширина обедненной зоны. В случае сильного легирования n -области все приложенное напряжение смещения падает на p -область, поскольку ее сопротивление больше (приблизительно

в N_d/N_a раз). Такая ситуация характерна для полупроводниковых детекторов, и в этом случае ширина обедненной зоны *

$$d = \sqrt{\frac{k(U + U_0)}{2\pi e N_a}}, \quad (6.11)$$

где k — диэлектрическая постоянная полупроводника; N_a — плотность электрически активных центров в слаболегированной области. Если в полупроводнике p -типа есть и донорные уровни, то N_a — разность между концентрациями доноров и акцепторов; U — напряжение смещения; U_0 — скачок потенциала на переходе; $U_0 \approx 0,7$ в для Si и $U_0 \approx 0,3$ в для Ge. Число основных носителей для неохлажденного примесного полупроводника приближенно равно числу атомов примеси (N_a в нашем примере), следовательно, ширину обедненной зоны можно выразить через удельное сопротивление и подвижность основных носителей слаболегированного материала. Учитывая, что всегда $U \gg U_0$, и для оценки считая подвижность постоянной, получаем приближенное выражение для ширины обедненной зоны d . Для кремния

$$d = 1,3 \cdot 10^{-3} \sqrt{\rho U}, \quad (6.11')$$

где ρ — в $\text{ком} \cdot \text{см}$, U — в в. Для $U = 500$ в и $\rho = 20$ $\text{ком} \cdot \text{см}$, а именно таким сопротивлением обладают лучшие образцы p -кремния, находим $d = 0,13$ см.

Показательно, что для получения чувствительной области глубиной 0,1 см и площадью 1 см^2 с однородным счетчиком при хорошем отношении сигнала к шуму нужен был бы полупроводник с удельным сопротивлением, равным примерно 10^9 $\text{ом} \cdot \text{см}$ [см. выражение (6.4)]. Величина максимальной напряженности электрического поля в переходе такого типа дается выражением

$$E_{\text{макс}} = 2 \frac{U}{d}. \quad (6.12)$$

Эта величина интересна по двум причинам. Если $E_{\text{макс}}$ достигает значений, больших $2 \cdot 10^4$ в/см, то возможно возникновение вторичной ионизации. Кроме того, если скорость дрейфа носителей, равная произведению $E\mu$, достигает значений, сравнимых с тепловой скоростью электронов в решетке ($\sim 10^7$ см/сек), то она перестает зависеть от напряженности электрического поля. Этот эффект может оказаться важным, при оценке времени собирания носителей.

Емкость p — n -перехода. Если заряженная частица проходит через p — n -переход, то в слое образуется некоторый заряд.

* Вчисляя d , фактически находят глубину чувствительного объема детектора. Чем больше d , тем лучше (почти всегда) детектор, выше его эффективность, больше сигнал и т. д.

Величина импульса, возникшего на $p - n$ -переходе после сбора носителей, обратно пропорциональна сумме емкости перехода и входной емкости регистрирующего устройства. Отношение сигнал/шум для такой системы уменьшается, если емкость перехода растет. Переход с обратным смещением приближенно может рассматриваться как изолятор с металлическими электродами. Тогда, если толщина слоя d см и площадь s см², то его емкость

$$C = 1,1 \frac{ks}{4\pi d} \text{ пф.} \quad (6.13)$$

Для кремния $C \approx 1,1 \frac{s}{d} \text{ пф}$, для германия $C \approx 1,37 \frac{s}{d} \text{ пф}$, т. е. для детектора с $s = 1 \text{ см}^2$ и $d = 0,02 \text{ см}$ собственная емкость перехода достигает 50—70 пф.

Токи утечки через переход. Поскольку проводимость переходной области, к которой приложено напряжение смещения, отлична от нуля, то через переход будет постоянно протекать ток. При анализе работы полупроводниковых детекторов этот ток принято называть током утечки.

Минимальная величина сигнала, который еще можно отделить от сигналов шума, а также энергетическое разрешение при измерении энергий частиц зависят от флуктуаций токов утечки, которые по абсолютной величине тем больше, чем больше сам ток.

Токи утечки условно можно разделить на объемные и поверхностные компоненты.

Проведем численную оценку объемных токов утечки: диффузионного i_d и тока генерации i_g . Сначала рассмотрим диффузионный ток. Он возникает в $p - n$ -переходе по двум причинам:

1) неосновные носители (дырки) в n -области диффундируют к краю обедненной носителями области объемного заряда и подхватываются электрическим полем в этой области;

2) электроны в p -области диффундируют к переходной области и тоже подхватываются электрическим полем и переносятся в p -область.

В нашем примере высоколегированной n -области определяющей является диффузия электронов из p -области. Оценим ее, помня, что все рассуждения верны и для дырок из n -области. Электроны в p -области возникают в результате тепловой генерации. Для оценки существен объем полупроводника, находящийся на расстоянии длины диффузии носителей L_n от области, в которой существует градиент электрического поля, следовательно, объем генерации носителей равен $L_n s$, где s — площадь перехода. В состоянии равновесия (при отсутствии внешнего электрического поля) этот объем содержит $s L_n n_p$ электронов, где n_p — плотность электронов в p -области. Каждый электрон в среднем существует τ_r сек, следовательно, число рекомбинаций в 1 сек в этом объеме

равно $sL_n n_p / \tau_r$, а исчезающий в 1 сек заряд — $sL_n n_p e / \tau_r$. Для получения верхней оценки диффузионного тока утечки через переход предположим, что все электроны, созданные в рассматриваемом объеме вблизи перехода, попали в область, где существует электрическое поле, тогда диффузионный ток

$$i_d = \frac{sL_n n_p}{\tau_r} e. \quad (6.14)$$

Выразим i_d через характеристики полупроводника: сопротивление, подвижность и число собственных носителей. Для полупроводника p -типа удельное сопротивление

$$\rho_p \approx \frac{1}{e\mu^+ p},$$

где p — плотность основных носителей в p -области. Длина диффузии связана с коэффициентом диффузии D и временем жизни носителей соотношением $L_n = \sqrt{D\tau_r}$. Величина D , в свою очередь, связана с температурой и подвижностью носителей формулой Эйнштейна

$$D = \frac{kT}{e} \mu.$$

Учитывая также, что $n_p p = n_i^2$, получаем

$$i_d = s e^2 n_i^2 \rho_p \mu^+ \sqrt{\frac{kT}{e\tau_r}} \mu^+. \quad (6.15)$$

Как и следовало ожидать, ток диффузии не зависит от обратного смещения на переходе, а определяется только свойствами материала. Подставляя значения постоянных, для кремния при комнатной температуре находим для плотности тока $j = i/s$

$$j_d = \frac{16\rho_p}{\tau_r^{1/2}} 10^{-9} \text{ а/см}^2.$$

В этой формуле ρ_p выражено в $\text{ком}\cdot\text{см}$, τ_r — в мксек .

Для типичного кремниевого детектора с p — n -переходом $\rho_p = 1 \text{ ком}\cdot\text{см}$, $\tau_r \approx 50 \text{ мксек}$, т. е. $j_d = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ а/см}^2$. Для германиевого детектора при комнатной температуре диффузионный ток был бы очень велик, и, в частности, поэтому они при комнатной температуре не применяются.

Для детекторов с большой глубиной чувствительной области d важным источником токов утечки становится тепловая генерация (j_g — ток генерации) носителей в области перехода. Носители, возникшие здесь, практически все вымываются электрическим полем из зоны перехода, не успевая рекомбинировать в ней.

Число возникающих в обедненной зоне носителей пропорционально объему зоны, умноженному на вероятность образования пары носителей за счет теплового переброса электрона из валентной зоны в зону проводимости. В примесных полупроводниках такой переход осуществляется через примесные уровни, лежащие в запрещенной зоне. Для точного расчета числа переходов в единицу времени нужно знать подробные характеристики примесных уровней в данном образце полупроводника. Для оценки в первом приближении обычно предполагают, что уровни, через которые происходит генерация (и рекомбинация), располагаются точно в середине запрещенной зоны. Можно показать, что в таком приближении

$$i_g = sd \frac{n_i}{2\tau_r} e. \quad (6.16)$$

Эта формула дает максимальную оценку тока генерации, поскольку при смещении уровня от центра вероятность генерации уменьшится.

Учитывая выражение (6.11) для d и считая, что $U \gg U_0$, перепишем (6.16) в следующем виде:

$$i_g = s \frac{n_i}{2\tau_r} e \sqrt{\frac{kU}{2\pi e N_a}} = s \frac{n_i}{2\tau_r} e \sqrt{\frac{kU \rho_p \mu^+}{2\pi}}. \quad (6.17)$$

Подставляя значения постоянных, получаем для кремния при комнатной температуре плотность тока генерации

$$j_g = \frac{4(\rho_p U)^{1/2}}{\tau_r} 10^{-6} \text{ а/см}^2, \quad (6.18)$$

где ρ_p — сопротивление p -материала, *ком·см*; τ_r — время жизни неосновных носителей в p -материале, *мксек*; U — обратное смещение на переходе. Если $\rho_p = 1 \text{ ком·см}$, $\tau_r = 50 \text{ мксек}$, $U = 100 \text{ в}$, то $i_g = 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ а/см}^2$, т. е. верхняя оценка генерационного тока показывает, что i_g на два порядка больше диффузионного. Для кремниевых детекторов ток генерации всегда значительно больше, чем диффузионный. Для германиевого детектора, работающего при температуре жидкого азота (77° К), также преобладает генерационный ток.

Были рассмотрены обратные токи, возникающие в объеме детектора. Во многих случаях основной вклад в величину тока утечки вносят поверхностные токи, величина которых зависит от свойств боковых поверхностей кристалла, их чистоты и качества обработки. Ток утечки возрастает пропорционально напряжению смещения. Рассчитать величину поверхностного тока практически невозможно. Чтобы уменьшить ток утечки, иногда

полупроводниковые детекторы помещают в вакуум. Применяются и охранные кольца, которые значительно уменьшают этот ток.

Кроме $p - n$ -перехода существует еще один тип перехода, также используемый в детекторах. Это так называемый *поверхностно-барьерный* переход, для описания свойств которого не существует сколько-нибудь удовлетворительной теории. Некоторые металлы, такие, как золото, будучи нанесены испарением на поверхность германия или кремния n -типа, создают переход, во многом подобный истинным $p - n$ -переходам. Распространенный способ изготовления поверхностно-барьерных счетчиков — создание переходного слоя при окислении специальным образом обработанной поверхности кремния кислородом воздуха. От способов изготовления транзисторов этот метод отличается лишь более высокой температурой и более длительным временем диффузии, что необходимо при создании толстого перехода. Для типичных значений удельного сопротивления кремния $10^2 - 10^4 \text{ ом} \cdot \text{см}$ и обратного смещения $200 - 300 \text{ в}$ толщины обедненного слоя достигают значений $500 - 1000 \text{ мкм}$. Такие толщины достаточны для измерения осколков деления, β -частиц с энергией до 500 кэв , α -частиц из естественных источников и ускоренных протонов малых энергий.

Поскольку толщина обедненного слоя мала, то емкость таких поверхностно-барьерных детекторов велика, что в свою очередь ограничивает достижимое энергетическое разрешение. При площади детектора 1 см^2 и $d = 0,02 \text{ см}$ емкость перехода равна 55 пф , и шумы ограничивают разрешение величиной около 7 кэв .

$p - i - n$ -Переход. Из выражения (6.11) для глубины обедненного слоя видно, что величину d можно увеличить двумя способами: поднимая напряжение смещения U и уменьшая число примесных атомов, т. е. увеличивая сопротивление материала. Если образец достаточно толстый, то увеличение U действительно приводит к росту толщины обедненного слоя, который может раздвинуться почти до металлических контактов, присоединенных к детектору. Однако в этом случае электрическое поле вытягивает электроны из металла и через полупроводник течет очень большой ток, называемый *током инжекции*. Этот ток инжекции из контактов остается очень значительным, даже если область перехода и не достигает их. Поэтому при создании детекторов с большим d в качестве контактов используют высоколегированные полупроводники. Такие детекторы называют обычно, хотя и не очень точно, детекторами с $p - i - n$ -переходом или с $p - \pi - n$ -переходом, а более точно, если основной материал детектора с дырочной проводимостью, это детекторы с $n^+ - p - p^+$ -переходом (знак «плюс» означает сильное легирование). Такой переход изображен на рис. 6.7. Видно, что основное изменение потенциала происходит в p -области и электрическое поле возникает почти по всей глубине образца.

Для получения большого значения d сопротивление слабо легированной p -области должно быть как можно больше, т. е. число некомпенсированных примесных атомов N_a в этой области минимально. Компенсация акцепторных примесей в p -полупроводнике осуществляется с помощью дрейфа лития, являющегося донором.

Свойства лития, внедренного в германий или кремний, таковы, что позволяют создавать (толщиной > 1 см) почти полной компенсации, а значит и области с проводимостью, близкой к собственной. Это связано как с исключительно высокой подвижностью ионов лития в четырехвалентных кристаллах, так и с низкой энергией его ионизации (0,033 эв в Si и 0,0043 эв в Ge). Например, подвижность, а следовательно, и коэффициент диффузии лития в германии в 10^7 раз больше, чем у обычных доноров, так как благодаря своему малому радиусу ион лития может находиться не в узлах решетки, а в междоузлиях.

Компенсация акцепторных атомов в p -материале с помощью дрейфа лития производится следующим образом. Сначала литий напыляется на p -материал, затем температура поднимается примерно до 400°C , и литий диффундирует внутрь образца. Диффузия продолжается несколько минут, и литий диффундирует на глубину примерно 0,01 см. После этого к p — n -переходу прикладывается обратное смещение и ионы лития, которые несут положительный заряд, начинают двигаться от n -стороны перехода к p -стороне, где они компенсируют акцепторные атомы p -материала.

Расчеты дают следующую формулу для толщины полученного в результате дрейфа обедненного слоя:

$$d = \sqrt{2\mu_{\text{Li}} U t}, \quad (6.19)$$

где μ_{Li} — подвижность ионов Li в данном полупроводнике при температуре дрейфа; U — напряжение смещения при дрейфе; t — время дрейфа.

Выражение (6.19) соответствует опыту вплоть до времени $t \approx 1000$ ч при напряжении смещения в сотни вольт. Полученные

в германий или кремний, достаточно большие области

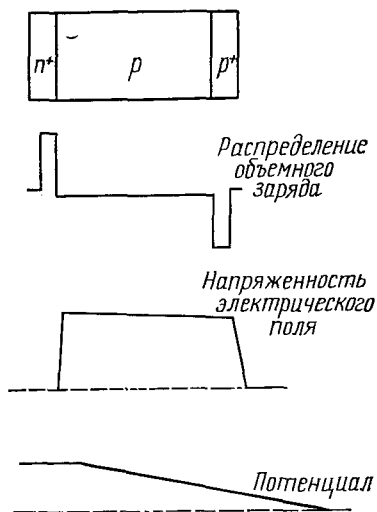


Рис. 6.7. p — n -Переход с обратным смещением. Упрощенное изображение распределения объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала на переходе.

до сих пор значения d не превосходят 1—2 см. Так, при $T = 100^\circ \text{C}$, $U = 500 \text{ в}$ и $t = 1000 \text{ ч}$ $d_{\text{Si}} = 1,1 \text{ см}$.

Для оценки объемных токов утечки через $p-i-n$ -переход и его емкости могут быть использованы формулы, полученные ранее для $p-n$ -перехода.

Как уже упоминалось, работа с литий-дрейфовыми детекторами из германия требует охлаждения их до температуры жидкого азота, а значит, и сложной криостатной установки, обеспечивающей не только низкую температуру, но и возможность входа исследуемых частиц в детектор.

§ 6.5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Общие замечания. В спектрометрии ядерных излучений с полупроводниковыми детекторами мерой энергии, оставленной заряженной частицей в чувствительном объеме, является амплитуда сигнала во внешней цепи детектора. При облучении детектора пучком заряженных частиц, разброс по энергии которых пренебрежимо мал и пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме детектора, амплитуды сигналов во внешней цепи будут иметь некоторый разброс вокруг среднего значения. Величина этого разброса и определяет энергетическое разрешение детектора. Как показывает опыт, с достаточно хорошей точностью распределение сигналов по амплитудам (или, иначе, амплитудное распределение импульсов) можно описать распределением Гаусса, а в качестве меры разброса использовать среднеквадратичное отклонение σ . На практике за меру разброса амплитуд импульсов принимают ширину распределения на полувысоте. В случае распределения Гаусса она равна $2,3 \sigma$.

Полупроводниковые детекторы характеризуются весьма малыми значениями σ ($< 0,01$). Дисперсия амплитудного распределения σ^2 складывается из ряда членов, обусловленных как самой природой процессов в счетчике, так и внешними причинами, например шумами усилителя.

Рассмотрим принципиальные, внутренние причины, приводящие к появлению разброса в амплитудах сигналов, предполагая, что детектор облучается моноэнергетическими заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме. Предположим также, что толщина мертвого слоя на поверхности счетчика, через который заряженные частицы попадают в детектор, пренебрежимо мала. Примем, что постоянная времени входной цепи усилителя сигналов много больше времени сбора носителей в детекторе. Последние два ограничения не принципиальны и могут быть учтены при некотором усложнении расчетов.

Каждый источник разброса амплитуд сигналов будем характеризовать дисперсией D_i или среднеквадратичным отклонением σ_i . Будем считать, что амплитудное распределение описывается

распределением Гаусса с $\sigma = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}$. При рассмотрении полупроводниковых счетчиков часто среднеквадратичное отклонение распределения σ или σ_i выражают в энергетических единицах, считая его равным энергии частицы, образующей сигнал, равный по величине среднеквадратичному отклонению*, т. е.

$$\sigma E = \mathcal{W} \sigma.$$

Флуктуации числа образованных пар носителей. При отсутствии потерь носителей при их движении к электродам среднее число собранных пар $N = E/\mathcal{W}$, где E — энергия частицы. Если бы процесс образования пар носителей описывался распределением Пуассона, то σ_c (статистическое) было бы равно $\sqrt{E/\mathcal{W}}$. Однако в полупроводнике заметная часть (около 30%) энергии частицы идет на образование носителей, и поэтому процесс не описывается распределением Пуассона. Отклонение от этого распределения учитывается множителем F (см. гл. 4) и тогда

$$\sigma_c = \mathcal{W} \sqrt{F \frac{E}{\mathcal{W}}}. \quad (6.20)$$

Для германия и кремния величина F по разным оценкам лежит в интервале 0,1—0,3.

Например, для кремниевого детектора с $\mathcal{W} = 3,65$ эв, предполагая, что $E = 1$ Мэв, получаем в энергетических единицах $\sigma_c \approx 1$ кэв.

Соотношение (6.20) определяет принципиальный предел энергетического разрешения полупроводникового счетчика.

Влияние шумов на энергетическое разрешение. Будем характеризовать шум энергией частицы, которая создает сигнал, равный среднеквадратичной величине шумового сигнала. *Тепловые шумы* вызываются флуктуациями скорости теплового движения носителей, приводящими к неоднородному распределению носителей в полупроводнике. Они существуют в любом полупроводнике: с током и без него. Тепловые шумы проявляются как флуктуации напряжения на концах проводника. Величина теплового шума пропорциональна сопротивлению и температуре полупроводника. Тепловые шумы распределены равномерно в полосе частот от 0 до ∞ , т. е. это «белый» шум. Можно показать, что для детектора с эквивалентной емкостью C энергия частицы, соответствующая среднеквадратичному шумовому сигналу, равна $\frac{\mathcal{W}}{e} \sqrt{kTC}$, где k — постоянная Больцмана, а T — абсолютная

* Индекс E при σ , выраженного в энергетических единицах, будем опускать.

температура, т. е.

$$\sigma_T = \frac{\mathcal{U}}{e} \sqrt{kTC}. \quad (6.24)$$

Зависимость σ_T от емкости, а не от величины сопротивления полупроводника, связана с тем, что цепь RC действует как фильтр, выделяя из белого спектра шумов некоторый ограниченный интервал. Фильтр тем уже, чем меньше емкость. Уменьшить σ_T можно или охлаждая детектор, или уменьшая емкость. При комнатной температуре для кремния

$$\sigma_T = 1,5C^{1/2} \text{ кэв}, \quad (6.22)$$

где C выражено в $nф$. При емкости $p-n$ -перехода, равной $25 nф$, $\sigma_T = 7,5 \text{ кэв}$, что значительно больше, чем статистические флуктуации при поглощении энергии 1 Мэв . Однако в отличие от статистических флуктуаций σ_T не зависит от энергии частицы, попавшей в детектор.

Второй источник шумовых сигналов — *обратные токи через переход*. Оценки диффузионного и генерационного токов были проведены в § 6.4. Основной вклад в объемный ток утечки дает ток генерации, подсчитать максимальную величину которого можно по формуле (6.17). Оценим среднеквадратичную флуктуацию генерационного тока утечки σ_g для кремниевого детектора с $p-n$ -переходом, площадь которого составляет $s \text{ см}^2$.

Предполагая, что флуктуации числа носителей описываются распределением Пуассона, получаем, что число зарядов, возникающих в $p-n$ -переходе в результате тепловой генерации, за время сбора носителей t , равно $s \frac{j_g}{e} t$, а их среднеквадратичная флуктуация

$$\sigma_g = \sqrt{s \frac{j_g}{e} t}.$$

Характерное время сбора носителей в $p-n$ -переходе $t \approx \frac{d^2}{2\mu + \bar{U}}$ (см. § 6.6). Для кремниевого перехода при комнатной температуре $d = 1,3 \cdot 10^{-3} \sqrt{\bar{U} \rho_p}$ [см. формулу (6.11)], а

$$j_g = \frac{4(\rho_p \bar{U})^{1/2}}{\tau_r} 10^{-8} \text{ а/см}^2.$$

Подставляя эти соотношения в выражение для σ_g , находим

$$\sigma_g = 3 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{s \rho_p^{3/2} \bar{U}^{1/2}}{\tau_r}}, \quad (6.23)$$

где ρ_p — *ком.см*; U — *в* и τ_r — *мксек*. Принимая, что $\rho_p = 1$ *ком.см*, $s = 1$ *см²*, $U = 200$ *в* и $\tau_r = 50$ *мксек*, получаем $\sigma_g = 130$ или в энергетических единицах $\sigma_g = 0,5$ *кэв*.

Флуктуации числа собранных носителей. Сбор носителей, возникших при пролете через чувствительный объем детектора заряженной частицы, никогда не бывает полным, поскольку время жизни носителей относительно рекомбинации конечно. Кроме полного исчезновения носителей в результате рекомбинации они могут быть временно захвачены ловушками, а затем через некоторое время покидать их и снова принимать участие в проводимости. При бесконечно большом времени сбора уменьшение числа носителей, достигших электродов счетчика, будет связано только с рекомбинацией. Если же постоянная времени входа усилителя меньше среднего времени удержания носителей в ловушках, то возникнут дополнительные флуктуации величины сигнала.

Оценим флуктуации числа собранных носителей, обусловленные рекомбинацией для детектора с $p-i-n$ -переходом. В нем напряженность электрического поля постоянна во всем чувствительном объеме (см. рис. 6.7). Максимальное время сбора носителей t равно $d^2/\mu U$. Отношение числа рекомбинировавших во время движения к электродам носителей P_r к числу образованных P

$$P_r/P = 1 - e^{-t/\tau_r} \approx t/\tau_r \quad (6.24)$$

при $t \ll \tau_r$, что практически всегда справедливо. Как и прежде, будем считать, что число рекомбинаций описывается распределением Пуассона *. Тогда среднеквадратичная флуктуация числа рекомбинаций равна

$$\sigma_r = \sqrt{Pt/\tau_r} = \sqrt{\frac{Et}{\mathcal{W}\tau_r}}, \quad (6.25)$$

или в энергетических единицах

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{t}{\tau_r} E \mathcal{W}}. \quad (6.26)$$

Если $t/\tau_r < 10^{-1}$, то σ_r всегда меньше σ_t [см. формулу (6.20)]. При $t/\tau_r < 10^{-2}$ флуктуациями числа собранных носителей можно пренебречь. Время жизни носителей в большой степени зависит от способа приготовления и свойств компенсированного германия и кремния, а время сбора носителей — функция d и U , но если плотность носителей небольшая (заряженная частица, создавшая носители, образовала трек с малой плотностью ионизации), то флуктуации, возникающие в процессе сбора носителей, можно не учитывать. Однако если заряженная частица создала трек

* Это утверждение эквивалентно предположению, что число центров рекомбинации много больше числа образовавшихся носителей.

с большой плотностью ионизации, то время сбора носителей может возрасти, так как вблизи трека вследствие экранировки напряженность электрического поля падает, а следовательно, падает и скорость дрейфа носителей. Кроме того, большая плотность носителей приводит к увеличению вероятности рекомбинации, т. е. уменьшается их среднее время жизни. Эти эффекты могут привести к тому, что при регистрации сильно ионизирующих частиц (осколков деления, например) энергетическое разрешение детектора определится флуктуациями числа собранных носителей. Рассчитать или даже оценить количественно этот эффект практически невозможно.

Флуктуации в числе собранных носителей возникают и из-за неоднородных свойств полупроводникового кристалла. Разные области полупроводника характеризуются разными τ_r и, следовательно, разной эффективностью сбора носителей. Для тщательно приготовленного кристалла эти флуктуации сравнимы по величине с флуктуациями, подсчитанными по формуле (6.25). При регистрации γ -квантов, которые создают электроны приблизительно равномерно во всем объеме детектора, влияние неоднородностей несколько меньше из-за усреднения τ_r по всему объему*, при регистрации короткопробежных частиц, поступающих в детектор извне, роль неоднородностей больше.

Рассмотренные источники разброса амплитуд сигналов вокруг среднего — статистика образования носителей, шумы детектора,

Таблица 6.2

Основные составляющие, определяющие энергетическое разрешение полупроводникового детектора

Составляющие	Формула для среднеквадратичного отклонения	Величина σ , кэв, для кремниевового детектора с p - n -переходом площадью 1 см^2 при $T=293^\circ\text{K}$, $\rho_p=1 \text{ ком}\cdot\text{см}$, $\tau_r=5 \text{ мксек}$, с обратным смещением 200 в . Энергия частицы $E=1 \text{ Мэв}$
Флуктуация числа образованных носителей	$\sqrt{FE\mathcal{W}}$	1
Тепловой шум	$\text{const} \sqrt{\frac{\mathcal{W}^2 T s}{\rho_p^{1/2} U^{1/2}}}$	11
Флуктуация генерационного тока утечки . .	$\text{const} \sqrt{\frac{d\rho_p^{3/2} U^{1/2}}{\tau_r}}$	0,5
Флуктуации эффективности сбора носителей	$\sqrt{\frac{tE\mathcal{W}^2}{\tau_r}}$	< 1

* Однако для γ -детекторов с очень большим объемом (десятки см^3) влияние неоднородностей на разрешение может быть очень существенным.

флуктуации числа собранных носителей (табл. 6.2) — не исчерпывают всех причин уширения формы линии детектора. Энергетическое разрешение полупроводникового детектора зависит также а) от шумов усилителя; б) от нестабильности усилителя, т. е. неконтролируемого во времени изменения энергетической шкалы детектора; в) от наложения импульсов друг на друга при

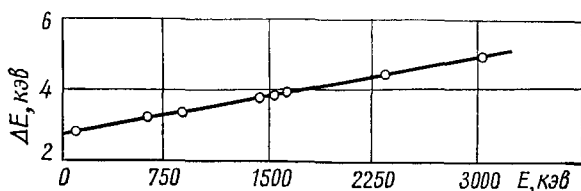


Рис. 6.8. Энергетическое разрешение германиевого детектора с $p-i-n$ -переходом.

больших скоростях счета и г) от малого числа каналов в амплитудном анализаторе (детектор с энергетическим разрешением, равным 0,1%, предполагает использование анализатора по крайней мере с 4000 каналами).

Расчет и экспериментальное определение каждого источника энергетического разброса — это сложная и неоднозначная процедура. В лучших детекторах суммарная неопределенность от всех источников, кроме флуктуаций в числе образованных первичной частицей пар носителей, составляет несколько килоэлектронвольт, т. е. меньше статистической, если в детекторе поглощено больше 2—3 $Mэв$ энергии. Для примера на рис. 6.8 приведены результаты измерения энергетического разрешения германиевого $p-i-n$ -детектора. Детектор облучался γ -квантами от различных радиоактивных источников. Энергетическое разрешение определялось по пику полного поглощения. Заметим, что статистические флуктуации в числе образованных пар носителей становятся определяющими начиная с энергий 2—3 $Mэв$.

§ 6.6. ВРЕМЕННÓЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Определить временную разрешающую способность полупроводниковых детекторов можно, если известна зависимость изменения амплитуды сигнала от времени при поступлении на вход прибора в начальный момент времени одиночной частицы, т. е. если известна форма импульса детектора. Такой подход был уже использован в гл. 5 при рассмотрении разрешающего времени ионизационных камер и счетчиков.

Прохождение заряженной частицы в чувствительном объеме детектора создает большое число электронно-дырочных пар, которые разделяются и собираются электрическим полем, существующим в обедненной области. Начальное пространственное распре-

деление пар носителей зависит от типа и энергии заряженной частицы, а следовательно, от этого же зависит и форма импульса детектора. Форма импульса определяется также толщиной чувствительной области, распределением поля в ней, числом и свойствами ловушек и подвижностью носителей. Оказывается невозможным получить общее решение, описывающее зависимость формы импульса от всех этих параметров.

Однако решение легко найти для идеализированного детектора, в котором нет захвата ловушками, рекомбинации; напряженность электрического поля или постоянна в чувствительном объеме детектора, или известным образом зависит только от одной координаты и т. д. Если расчетные приближения выбраны удачно, то вычисленная форма импульса может достаточно близко передавать реальную форму импульса.

Получим форму импульса для одномерных детекторов с $p-i-n$ и $p-n$ -переходами, рассматривая движение одной пары носителей.

Форма импульса, обусловленная парой носителей в $p-i-n$ -детекторе. Если рассматривать такой детектор как плоскую камеру с емкостью C , толщиной слоя d и напряженностью электрического поля $E = U/d$ (рис. 6.9), то движение электрона и дырки в объеме слоя, а следовательно, и зависимость тока через

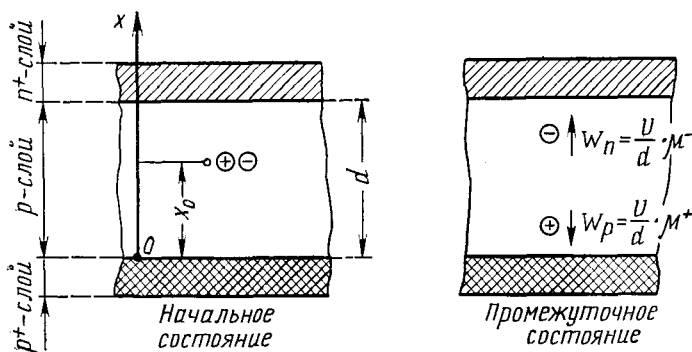


Рис. 6.9. Схема движения электронно-дырочной пары в детекторе с $p-i-n$ -переходом и с обратным смещением.

детектор будут описываться теми же выражениями, что и для плоской ионизационной камеры. Для определения формы импульса можно было бы воспользоваться результатами гл. 5. Покажем другой способ нахождения соотношения между напряжением на выходе детектора и временем. Выведем его, рассматривая энергетический баланс системы и предполагая, что постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителей, или, что для нашего рассмотрения эквивалентно — детектор соединен с зарядовочувствительным усилителем.

Движение носителей в объеме детектора, на которое затрачивается энергия поля, вызывает изменение заряда Q на обкладках конденсатора C *. Энергия, запасенная в конденсаторе, $W = \frac{1}{2} Q^2/C$, а ее изменение за время dt : $\frac{dW}{dt} dt = \frac{Q}{C} \cdot \frac{dQ}{dt} dt$. С другой стороны, работа, произведенная над носителем заряда, например, электроном, равна произведению силы F , на него действующей $\left(F = Ee = \frac{U}{d} e\right)$, на расстояние, пройденное за время dt и равное $(U/d)\mu^- dt$, т. е.

$$\frac{Q}{C} \cdot \frac{dQ}{dt} dt = \frac{U}{d} e \frac{U}{d} \mu^- dt = \frac{Q^2}{C^2 d^2} \mu^- e dt \quad (6.27)$$

или

$$i_n = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q}{Cd^2} \mu^- e.$$

Здесь ток i_n — ток во внешней цепи детектора, продолжающийся до тех пор, пока электрон не достигнет положительно заряженного электрода (высоколегированный n^+ -слой). Время движения электрона

$$T_n = \frac{d - x_0}{w_n} = \frac{d - x_0}{\mu^-} \frac{d}{U}, \quad (6.28)$$

где x_0 — координата точки образования пары носителей при $t=0$; w_n — скорость дрейфа электрона. Соответственно для тока и времени сбора дырок

$$\left. \begin{aligned} i_p &= \frac{U}{d^2} e \mu^+; \\ T_p &= \frac{x_0}{\mu^+} \frac{d}{U}. \end{aligned} \right\} \quad (6.29)$$

Полное изменение начального заряда на обкладках

$$\begin{aligned} \Delta Q_{\text{полн}} &= i_n T_n + i_p T_p = \frac{U}{d^2} e \mu^- \times \\ &\times \frac{(d - x_0) d}{\mu^- U} + \frac{U}{d^2} e \mu^+ \frac{x_0}{\mu^+} \frac{d}{U} = e. \end{aligned}$$

Заметим, что сбор двух носителей — дырки и электрона — приводит к изменению первоначального заряда на один элементарный заряд. Изменение напряжения на выходе детектора

* Электроды с диэлектриком между ними можно рассматривать как конденсатор с зарядом $Q = UC$.

при движении пары носителей изображено на рис. 6.10. Для детектора с $p-i-n$ -переходом сигнал, созданный каждым типом носителей, пропорционален пути, пройденному данным носителем в чувствительном объеме. Эта пропорциональность есть следствие постоянства напряженности электрического поля в чувствительной области.

Существенное отличие формы импульса в полупроводниковом детекторе с $p-i-n$ -переходом от формы импульса в ионизационной камере связано с тем, что в полупроводнике подвижности

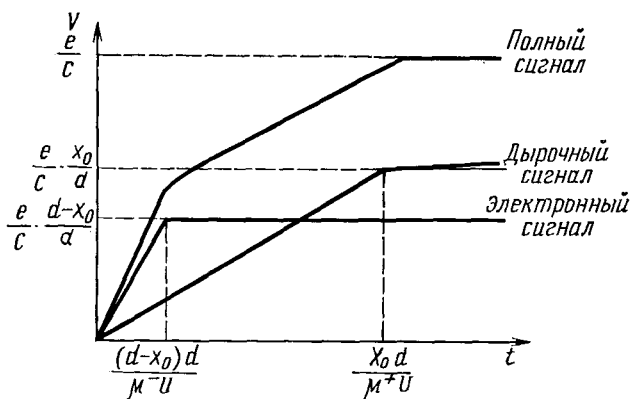


Рис. 6.10. Временная зависимость напряжения на выходе $p-i-n$ -детектора при движении одной пары носителей в его объеме. Постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителя.

положительных и отрицательных носителей отличаются всего в несколько раз, в то время как в газе скорости дрейфа ионов и электронов различаются на три порядка. А это значит, что в полупроводниковых счетчиках отсутствует индукционный эффект, т. е. зависимость амплитуды сигнала от места образования носителей в тех случаях, когда постоянная времени входного устройства меньше времени сбора носителей.

Формулы (6.27) — (6.29) несправедливы в тех случаях, когда скорость дрейфа носителей перестает линейно зависеть от напряженности электрического поля. Это происходит тогда, когда поле становится настолько большим, что скорость носителей становится сравнимой с тепловыми скоростями носителей в решетке, которые близки к 10^7 см/сек. Это ограничение существенно, когда рассматриваются быстрые кремниевые детекторы с тонкими слоями и германиевые детекторы, работающие при азотной температуре. В последнем случае подвижность носителей достигает насыщения при напряженности электрического поля порядка 1000 в/см. Характеристики, приведенные на рис. 6.10, соответствуют предположению, что скорость дрейфа дырок меньше скорости дрейфа

электронов. Для германиевых детекторов, работающих при температуре 77° К и напряженности поля порядка 1000 в/см , скорость дрейфа носителей разного знака становится близкой к $1,5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, т. е. максимальное время собирания всех носителей в германиевом детекторе толщиной 1 см около $7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$. Однако в схемах совпадений такие детекторы при введении амплитудной дискриминации способны обеспечить гораздо лучшие разрешающие времена. Так, с помощью германиевых детекторов при $d = 0,3 \text{ см}$, включенных в схему совпадения, было достигнуто разрешающее время $5 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$.

Форма импульса, обусловленная парой носителей, в детекторе с $p - n$ -переходом. Схема движения носителей в $p - n$ -переходе

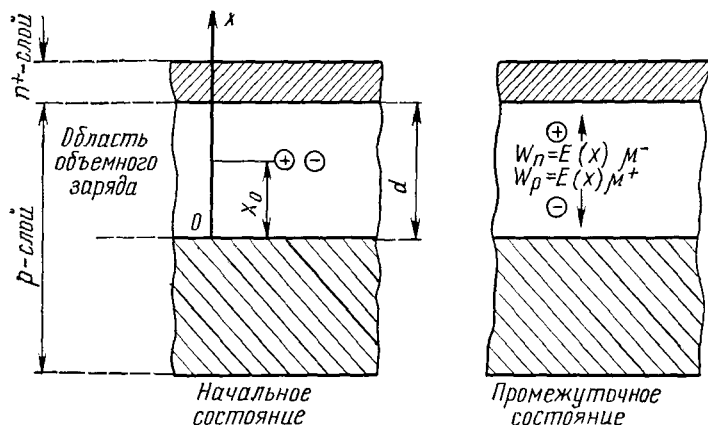


Рис. 6.11. Схема движения электронно-дырочной пары в детекторе с $p - n$ -переходом и с обратным смещением.

с обратным смещением изображена на рис. 6.11. Будем считать, что напряженность электрического поля линейно растет вдоль оси x внутри области существования объемного заряда (см. рис. 6.6).

Рассмотрим движение носителей только в области, где существует электрическое поле. Так же, как и при вычислении формы импульса в детекторе с $p - i - n$ -переходом, рассмотрим энергетический баланс, приравнивая работу электрического поля над носителями изменению энергии конденсатора. Однако в $p - n$ -переходе напряженность электрического поля E , а следовательно, и скорость дрейфа носителей зависит от координаты x . Пусть внутри обедненного слоя электрическое поле меняется линейно от нуля до максимального значения, равного $2U/d$, по уравнению $E(x) = \frac{2U}{d^2} x$. Итак,

$$\frac{Q}{C} \cdot \frac{dQ}{dt} dt = dW, \quad (6.30)$$

где dW — работа, совершенная электрическим полем над носителем. Пусть пара носителей образовалась в точке x_0 . Как и раньше, будем предполагать, что RC входного канала усилителя много больше времени сбора электронов. Рассмотрим сначала ток во внешней цепи, созданный движением электрона в чувствительном объеме. Работа поля, затраченная на перемещение носителя с зарядом e на расстояние dx , равна

$$dW = eE(x) dx = eE(x) \frac{dx}{dt} dt. \quad (6.31)$$

Скорость движения электрона связана с напряженностью электрического поля соотношением

$$\frac{dx}{dt} = E(x) \mu^- = \frac{2U}{d^2} x \mu^-. \quad (6.32)$$

Перепишем (6.31) с учетом последнего соотношения:

$$dW = e[E(x)]^2 \mu^- dt = e \mu^- \frac{4U^2}{d^4} x^2 dt. \quad (6.33)$$

Явный вид зависимости x от t легко найти, решая уравнение (6.32) при начальном условии: $t = 0, x = x_0$. Решение имеет вид

$$x = x_0 \exp \left[\frac{2U}{d^2} \mu^- t \right], \quad (6.34)$$

а соответственно уравнение (6.33)

$$dW = e \mu^- \frac{4U^2}{d^4} x_0^2 \exp \left[\frac{4U}{d^2} \mu^- t \right] dt. \quad (6.35)$$

Сравнивая с (6.30) и учитывая, что $dQ/dt = i_n$, а $Q/C = U$ с очень хорошей точностью, получаем выражение для тока, обусловленного движением электрона:

$$i_n = \frac{4U}{d^4} e \mu^- x_0^2 \exp \left[\frac{4U \mu^-}{d^2} t \right]. \quad (6.36)$$

Изменение заряда, обусловленное движением электрона,

$$\Delta Q^n(t) = \int_0^t i_n dt = e \frac{x_0^2}{d^4} \left(\exp \frac{4U \mu^-}{d^2} t - 1 \right). \quad (6.37)$$

Интегрируя (6.32), можно найти время прохождения электронном линейно растущего поля:

$$t_n = \frac{d^2}{2U \mu^-} \int_{x_0}^d \frac{dx}{x} = \frac{d^2}{2U \mu^-} \ln \frac{d}{x_0}. \quad (6.38)$$

Расходимость при $x_0 = 0$ в формуле (6.38) не отражает реального процесса, а является следствием предположения о равенстве нулю напряженности электрического поля в точке $x_0 = 0$, которое принималось для упрощения расчетов. Кроме того, в расчете не учитывалась диффузия носителей.

Подставляя (6.38) в (6.37), получаем полное изменение заряда после прихода электрона к n^+ -слою:

$$\Delta Q_{\text{полн}}^n = e \frac{x_0^2}{d^2} [(d/x_0)^2 - 1] = e \left(1 - \frac{x_0^2}{d^2} \right). \quad (6.39)$$

Дырка в отличие от электрона движется в поле, напряженность которого уменьшается с расстоянием. Повторяя все выкладки, сделанные для электрона, и учитывая, что для дырки уравнение (6.32) выглядит иначе:

$$-\frac{dx}{dt} = E(x) \mu^+ = \frac{2U}{d^2} \mu^+ x, \quad (6.40)$$

найдем, что

$$x = x_0 \exp \left[-\frac{2U}{d^2} \mu^+ t \right]. \quad (6.41)$$

Дырочный ток

$$i_p = \frac{4U}{d^4} e \mu^+ x_0^2 \exp \left[-\frac{4U}{d^2} \mu^+ t \right]. \quad (6.42)$$

Изменение заряда во времени

$$\Delta Q^p(t) = \int_0^t i_p dt = e \frac{x_0^2}{d^2} \left(1 - \exp \frac{4U \mu^+ t}{d^2} \right). \quad (6.43)$$

Из равенства (6.43) вытекает, что время сбора положительных носителей формально равно бесконечности, что также связано с идеализированным описанием электрического поля и пренебрежением диффузией дырок. Постоянная времени сбора равна $d^2/4U\mu^+$. Полное изменение заряда за счет движения дырки

$\Delta Q_{\text{полн}}^p = e \frac{x_0^2}{d^2}$, а соответственно

$$\Delta Q_{\text{полн}}^n + \Delta Q_{\text{полн}}^p = e,$$

как и следовало ожидать. На рис. 6.12 изображена временная зависимость изменения напряжения на $p-n$ -переходе после образования в обедненной области пары электрон — дырка. Видно, что импульс напряжения в таком детекторе имеет более сложную форму, чем в случае $p-i-n$ -перехода, и нелинейно зависит

от времени. Однако реально постоянные времени, характеризующие движение дырок, оказываются весьма малыми и практически не ограничивают разрешения детекторов. Оценим величину $d^2/4U\mu^+$ для кремниевого детектора при комнатной температуре. Согласно формуле (6.11), $d = 1,3 \cdot 10^{-3} \sqrt{U\rho}$, следовательно,

$$\frac{d^2}{4U\mu^+} \approx \frac{1,7 \cdot 10^{-6} \rho}{4\mu^+}.$$

Для p -кремния с $\rho_p = 1 \text{ ком} \cdot \text{см}$ и $\mu^+ = 480 \text{ см}^2/(\text{в} \cdot \text{сек})$, $\frac{d^2}{4U\mu^+} \approx 10^{-9} \text{ сек}$. Очевидно, что электроны собираются еще быстрее.

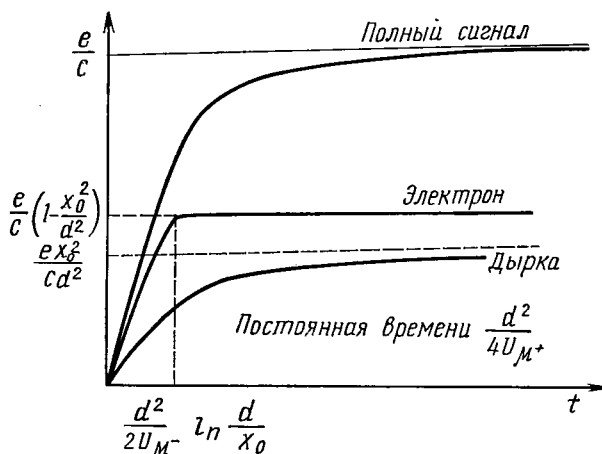


Рис. 6.12. Временная зависимость напряжения на детекторе с $p-n$ -переходом при движении пары носителей в его объеме. Постоянная времени входной цепи усилителя много больше времени сбора носителя.

Временная постоянная, описывающая сбор носителей, зависит только от удельного сопротивления материала в обедненной области.

Однако реальное разрешающее время такого детектора часто ограничивается не временем сбора носителей, а другими причинами. Одна из них — наличие собственной постоянной времени детектора RC , появляющейся из-за существования сопротивления вне области перехода (если обедненная область не занимает всего объема детектора) и собственной емкости перехода. Например, детектор из кремния сопротивлением 500 ом и толщиной 500 мкм , в котором обедненная носителями область занимает только 100 мкм , с площадью 1 см^2 будет иметь $C = 100 \text{ пф}$ и $R = 20 \text{ ом}$, т. е. $RC = 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$. Временная постоянная сбора

дырок в нем только $0,25 \cdot 10^{-9}$ сек. В этом случае процесс сбора не ограничивают временной разрешающей способности. Длительность сигнала может увеличиться из-за образования электронно-дырочной плазмы с плотностью, существенно большей плотности основных носителей (до 10^{18} пар/см³), очень тяжелыми заряженными частицами, а также нелинейной зависимостью подвижности носителей от напряженности электрического поля при больших значениях напряженности. Эти эффекты существенны при разрешающих временах порядка наносекунды и меньше. Численно оценить их трудно.

§ 6.7. ФОРМА ЛИНИИ

В гл. 4 была введена функция отклика детектора G , которая связывает характеристики частицы, попавшей в детектор, с параметрами сигнала на выходе из детектора. Рассмотрение энергетических и временных характеристик полупроводниковых детекторов фактически состоит в исследовании зависимости функции G от одной или двух переменных: времени или амплитуды сигнала на выходе и энергии, поглощенной в чувствительном объеме детектора.

Рассмотрим теперь зависимость амплитуды импульса на выходе детектора не от энергии, поглощенной в чувствительном объеме, а от энергии частиц, облучающих детектор. Как уже упоминалось, такую зависимость называют *формой линии* детектора. При подобном анализе функция G считается функцией двух переменных: энергии частицы на входе и амплитуды импульса на выходе. Причем одному значению энергии на входе соответствует непрерывное распределение амплитуд на выходе.

Форму линии полупроводникового детектора при облучении его заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме, с хорошей точностью можно описать распределением Гаусса с дисперсией, оценки которой проведены раньше. Появится лишь дополнительный источник флуктуаций, характеризуемый тем, что прежде чем попасть в чувствительный объем детектора, заряженная частица должна пройти через мертвый (нечувствительный поверхностный) слой. Среднюю потерю энергии в слое можно вычислить точно, однако дисперсия ее велика, даже если все частицы проходят этот слой под одним углом. Мертвый слой можно сделать очень малой толщины ($\leq 10^{-4}$ см), а следовательно, потери энергии и флуктуации потерь несущественными по сравнению с остальными источниками флуктуаций. Итак, заряженным частицам с одной энергией, пробег которых в материале детектора меньше глубины чувствительного слоя, в спектре амплитуд импульсов соответствует пик, среднее значение амплитуды которого сопоставляется с энергией частицы, а разброс вокруг среднего зависит от энергетического разрешения спектрометра. Площадь под пиком равна

числу заряженных частиц, прошедших в чувствительный объем детектора. Соответственно если детектор облучается заряженными частицами с разными энергиями, то амплитудное распределение будет состоять из ряда пиков, но только в том случае, если расстояние между соседними пиками больше, чем $\sigma_1 + \sigma_2$ амплитудных распределений соседних пиков. В таком случае расшифровка спектра частиц не представляет затруднений. Эффективность регистрации заряженных частиц при этом просто вычисляется из размеров чувствительной области детектора.

Гораздо более сложным образом зависит амплитуда сигнала на выходе от энергии частицы на входе при облучении детектора нейтральными частицами: γ -квантами или нейтронами. В этом случае сигнал появляется в результате образования в детекторе вторичной заряженной частицы, энергия которой неоднозначно связана с энергией нейтральной частицы. Она зависит от характеристик реакции, по которой происходит ее образование, угла вылета и т. д. Кроме того, вторичные частицы образуются по всему объему детектора, и следовательно, при любом соотношении между ионизационным пробегом и размерами чувствительной области детектора существует отличная от нуля вероятность заряженной частице выйти за пределы чувствительной области. Выход частиц из детектора означает, что амплитуда сигнала будет соответствовать не всей энергии частицы, а только части ее: в амплитудном распределении появятся значения от максимума до нуля. Дальнейшее осложнение возникает в тех, весьма нередких случаях, когда нейтральные частицы образуют вторичные заряженные частицы разными способами, например быстрые нейтроны могут образовывать ядра отдачи при упругом рассеянии и создавать протоны в (n, p) -реакции на ядрах Si и Ge.

Эффективность регистрации нейтральных частиц полупроводниковыми детекторами вычисляется просто, если под эффективностью регистрации понимать вероятность создания нейтральной частицей сигнала с любым значением амплитуды. Гораздо труднее вычислить вероятность возникновения сигнала с определенной амплитудой или выше некоторой амплитуды. Для этого нужно знать форму линии детектора.

Рассмотрим форму линии полупроводникового детектора на примере германиевого детектора с $p-i-n$ -переходом, предназначенного для регистрации γ -квантов. Такие детекторы получают все более широкое распространение. Использование германиевых, а не кремниевых счетчиков в спектроскопии γ -излучения обусловлено тем, что сечение взаимодействия γ -квантов с атомом, приводящее к исчезновению γ -кванта и, следовательно, к однозначной связи энергии появившегося электрона и энергии γ -кванта для германия (заряд ядра 32) существенно больше, чем для кремния (заряд ядра 14). Действительно, быстрые вторичные электроны, способные создать носители в чувствительном объеме, возникают в основном в результате трех процессов:

1) фотопоглощения, с вылетом из атома электрона и рентгеновского кванта характеристического излучения. Энергия этого кванта мала, и он обычно с большой вероятностью тут же поглощается; 2) рождения пары электрон — позитрон; 3) комптоновского рассеяния, в результате которого возникают γ -квант с меньшей энергией и электрон. При оценке значения этих процессов в формировании амплитудного распределения импульсов можно пренебречь вероятностью выхода электрона (или позитрона) из чувствительного объема детектора, а также не принимать во внимание утечку тормозного излучения электронов и позитронов из кристалла*.

В этом случае первый процесс приводит к полному поглощению энергии γ -кванта и соответственно одному пику в амплитудном распределении импульсов. Второй процесс создает три пика в этом распределении: один — соответствующий поглощению в кристалле обоих аннигиляционных квантов, второй — возникающий при поглощении одного аннигиляционного кванта и третий — соответствующий вылету двух квантов. Кроме того, вблизи пиков будет наблюдаться малое число импульсов, появление которых связано с неполным поглощением аннигиляционных квантов. И наконец, третий процесс приводит к появлению непрерывного амплитудного распределения, форма которого почти повторяет (за исключением резкой правой границы) энергетическое распределение электронов в комптон-процессе, описанное в гл. 3. Наиболее удобен для расшифровки спектра γ -квантов, т. е. восстановления энергетического распределения γ -квантов, облучающих детектор, по амплитудному распределению импульсов от детектора, первый процесс, более сложно использовать второй процесс и, наконец, наиболее трудно восстановить энергетическое распределение γ -квантов по импульсам, созданным комптоновскими электронами отдачи. Чем больше атомный номер среды, тем большее значение приобретает фотоэффект и процесс образования пар в формировании амплитудного распределения импульсов и тем легче расшифровка спектра γ -излучения. Поэтому только германиевые детекторы и используют в гамма-спектрометрии, в кремниевых же практически не наблюдается пиков полного поглощения для γ -квантов с энергией, большей 0,5—1 Мэв.

Вычислить относительный вклад каждого из трех типов взаимодействия сравнительно легко для детекторов с небольшим объемом, когда в детекторе происходит практически только одно взаимодействие γ -кванта, но при этом его размеры еще достаточны, чтобы пренебречь утечкой электронов из чувствительного объема. Для детекторов, объем которых порядка или более десятка кубических сантиметров, велика вероятность нескольких

* Для кристаллов германия объемом в несколько кубических сантиметров и более утечка тормозного излучения и утечка электронов и позитронов не очень заметны, если энергия γ -квантов, облучающих кристалл, не превосходит нескольких мегаэлектронвольт.

взаимодействий одного γ -кванта. В каждом последующем взаимодействии из-за уменьшения энергии γ -кванта при рассеянии возрастает вероятность фотопоглощения. (Резко растет сечение фотоэффекта с уменьшением энергии γ -кванта.) Расчет парциальных вероятностей двух и трех взаимодействий возможен лишь с привлечением электронных вычислительных машин. На практике форму линии полупроводникового детектора получают экспери-

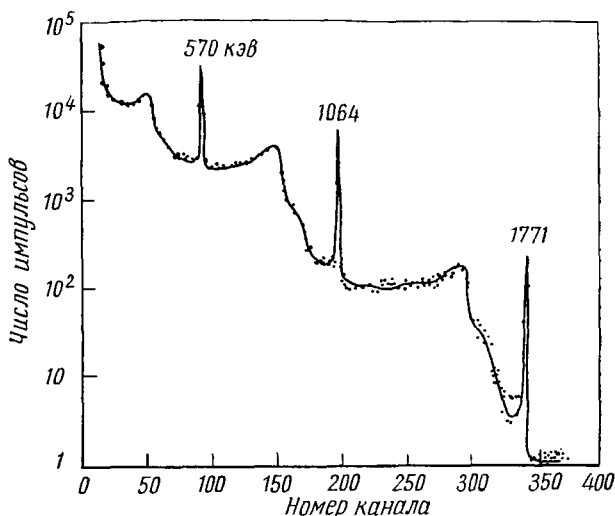


Рис. 6.13. Амплитудное распределение импульсов, полученное с помощью германиевого детектора с $p-i-n$ -переходом и с объемом чувствительной зоны около $1,5 \text{ см}^3$ при облучении его γ -квантами источника Bi^{207} .

ментально, облучая детектор γ -квантами с одной энергией (чаще γ -квантами из радиоактивных препаратов) и измеряя амплитудное распределение импульсов.

На рис. 6.13 приведено амплитудное распределение импульсов, полученное с помощью германиевого $p-i-n$ -детектора объемом $1,5 \text{ см}^3$ при облучении его γ -квантами, возникающими при распаде Bi^{207} . Отчетливо видны три пика полного поглощения и относящееся к каждому из них непрерывное распределение. Парный пик незаметен из-за малого сечения образования пар при энергии γ -кванта 1771 кэв .

Обычно цель измерения спектра γ -квантов в ядерной физике — установление положения и абсолютных интенсивностей отдельных линий в нем. Как видно из рис. 6.13, в пике полного поглощения содержится лишь малая доля импульсов, зарегистрированных детектором, но зато все эти импульсы сосредоточены в узком интервале амплитуд. Малая ширина пиков полного поглощения позволяет во многих случаях определить положение и интенсив-

ность линии в спектре γ -излучения, не прибегая к сложным методам преобразования амплитудных распределений импульсов. Хорошей иллюстрацией возможности такого анализа может служить изображенное на рис. 6.14 амплитудное распределение, полученное с помощью германиевого детектора с $p-i-n$ -переходом, объем которого $1,5 \text{ см}^3$. Детектор облучался γ -квантами от источника $\text{No}^{166\text{m}}$. Для сравнения на этом же рисунке приведено амплитудное распределение импульсов, полученное

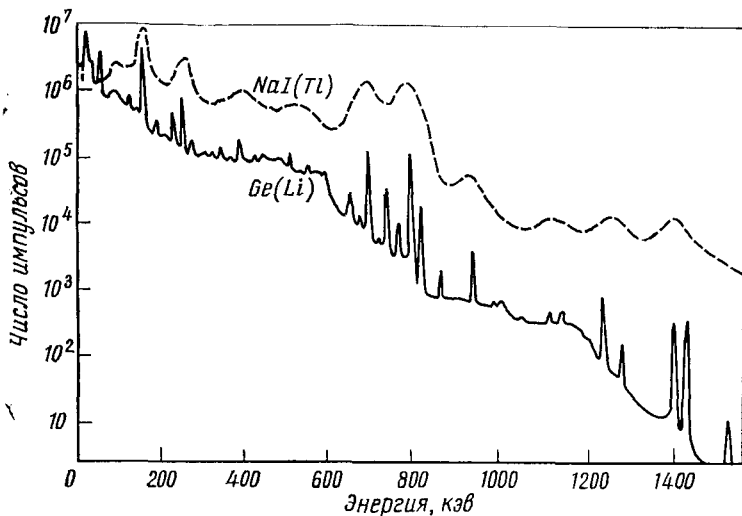


Рис. 6.14. Амплитудные распределения импульсов, полученные с помощью сцинтилляционного детектора с кристаллом NaI(Tl) объемом 330 см^3 и германиевого детектора с $p-i-n$ -переходом объемом около $1,5 \text{ см}^3$, при облучении их γ -квантами от источника $\text{No}^{166\text{m}}$.

с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaI (Tl) объемом около 330 см^3 . Видно, что с помощью полупроводникового детектора можно получить гораздо больше сведений о спектре γ -квантов, чем при измерениях сцинтилляционным спектрометром, хотя эффективность регистрации в пике полного поглощения у полупроводникового детектора меньше, чем у сцинтилляционного.

Для расшифровки спектра γ -квантов оказалось очень удобным ввести эффективность по фотопику $\epsilon_{\text{ф}}^*$, которая определяется как вероятность наблюдать импульс в пике полного поглощения при попадании в детектор одного γ -кванта. Зная $\epsilon_{\text{ф}}$, можно во многих случаях, когда удастся идентифицировать пики в амплитудном распределении, найти интенсивности линий в γ -спектре.

* Этот термин первоначально появился в сцинтилляционной гамма-спектрометрии.

Эффективность по фотопику быстро уменьшается при увеличении энергии γ -кванта и растет при увеличении чувствительного объема детектора. Например, для германиевого детектора объемом 17 см^3 эффективность по фотопику приблизительно равна 0,1 при энергии γ -кванта $0,4 \text{ Мэв}$ и уменьшается с энергией приблизительно как $E_\gamma^{-1,3}$ вплоть до энергий примерно 3 Мэв .

§ 6.8. РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА СВОЙСТВА ДЕТЕКТОРОВ

При облучении детекторов ионизирующим излучением кроме полезного эффекта — создания электронно-дырочных пар — существует и много других, вызванных разнообразными взаимодействиями заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с решеткой детектора и в подавляющем большинстве случаев ухудшающих свойства детектора, а при больших дозах облучения делающих его совершенно непригодным к работе.

Вообще говоря, облучение в больших дозах портит все детекторы, а не только полупроводниковые, однако заметные изменения свойств последних наступают уже при интегральных потоках, которые сравнимы с числом частиц, проходящих через детектор за время эксперимента, а это означает, что характеристики детектора изменяются во время эксперимента.

Разнообразные взаимодействия (упругие и неупругие ядерные столкновения, кулоновское взаимодействие, ядерные реакции) в основном приводят к выбиванию атомов полупроводника из решетки и образованию вакансий в ней. В большинстве случаев эти изменения необратимы, т. е. по мере облучения число нарушений возрастает пропорционально дозе облучения. Обычно процесс многоступенчатый, т. е. атом, выбитый из решетки первичной частицей, обладает достаточной энергией, чтобы, в свою очередь, создать дефекты. Полное число дефектов, созданных в решетке, зависит от энергии и типа первичной частицы. Гамма-кванты создают в полупроводнике электроны с энергией, близкой к начальной энергии γ -квантов, следовательно, и повреждения в этом случае определяются электронами. Быстрые нейтроны имеют малое сечение взаимодействия с ядрами полупроводника, но при каждом взаимодействии ядру передается большая энергия ($E_{\text{я.о}}^{\text{макс}} = 0,133 E_n$ для Si). Ядра отдачи, в свою очередь, создают много вторичных дефектов, а вся картина повреждений в детекторе характеризуется малыми областями с высокой плотностью дефектов, отделенных друг от друга неповрежденным материалом. Иная картина повреждений при облучении заряженными частицами, основной процесс взаимодействия которых с атомами решетки как целым — рассеяние кулоновским полем. При этом создается большое число выбитых атомов с малой энергией, в подавляющем большинстве случаев недоста-

точной для создания вторичных нарушений. Повреждения, созданные быстрыми электронами, характерны тем, что в среднем электрон передает атомам решетки слишком мало энергии, чтобы создать дефекты, и только очень малая часть атомов покидает узлы решетки. Для того чтобы выбить атом кремния из узла решетки, требуется энергия от 25 до 30 эв. Электроны низких энергий (менее 150 кэв в Si и менее 400 кэв в Ge) не создают дефектов.

В случае медленных нейтронов механизм повреждений несколько отличается от описанного. Так, в кремнии происходит захват нейтронов в Si^{30} (4% в естественной смеси), в результате которого образуются P^{31} и β -частицы с максимальной энергией 1,5 Мэв. Повреждения, созданные этими β -частицами, аналогичны повреждениям, созданным электронами, образованные же атомы фосфора действуют как доноры в решетке, и сопротивление материала изменяется. Этот эффект можно использовать даже для создания донорных примесей.

Более трудно поддаются анализу из-за их большой плотности повреждения, созданные осколками деления или тяжелыми ионами. В этом случае существенны как процессы прямых столкновений, так и передача энергии кулоновским полем. При бомбардировке тяжелыми частицами типа осколков деления смещаются почти все атомы, расположенные на пути частицы. Такая частица оставляет за собой сильно разупорядоченный объем, называемый клином смещений. Вычисление концентрации дефектов, создаваемых в таких условиях, представляет собой очень трудную задачу.

Очевидно, что существенно изменяются свойства детектора после облучения в том случае, когда число повреждений разного сорта в полупроводнике будет по порядку величины близко к числу примесных атомов. Для кремния p -типа с $\rho = 1000 \text{ ом}\cdot\text{см}$ число акцепторов равно $2 \cdot 10^{13} \text{ атом/см}^3$. Число повреждений, близкое к этой величине, будет создано в детекторе при попадании в него приблизительно $10^{11} \alpha\text{-частиц/см}^2$ (с энергией 10 Мэв); $10^{11} \text{ быстрых нейтронов/см}^2$; $5 \cdot 10^{11} \text{ протонов/см}^2$ (с энергией 10 Мэв) или $10^{14} \text{ быстрых электронов/см}^2$. На практике влияние повреждений сказывается при существенно меньших дозах облучения.

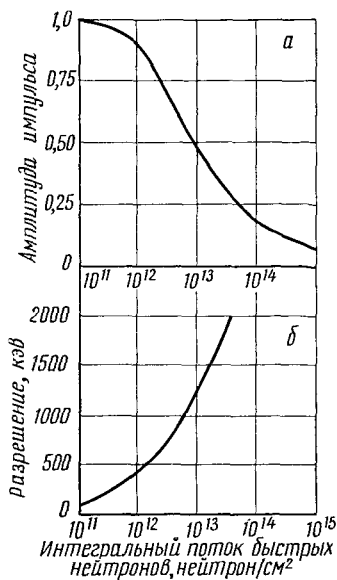


Рис. 6.15. Зависимость амплитуд импульсов от α -частицы с энергией 5 Мэв (а), святых с кремниевым детектором с p — n -переходом, и энергетического разрешения (б) от интегрального потока быстрых нейтронов.

В результате облучения изменяется сопротивление материала, что, в свою очередь, вызывает искажение электрических полей, увеличиваются токи утечки, увеличиваются вероятности захвата в ловушки и рекомбинации. Поскольку нарушения в общем случае создаются неравномерно по чувствительному объему, то ухудшается разрешение и появляются дополнительные пики в амплитудном распределении импульсов, что является одним из признаков существенных повреждений. Для детекторов с $p-i-n$ -переходом, которые более чувствительны к облучению, чем детекторы с $p-n$ -переходом, одним из последствий облучения является

Таблица 6.3

Допустимые интегральные потоки для различных типов детекторов, частица/см²

Вид излучения	Детекторы	
	поверхностно-барьерные и диффузионные с $p-n$ -переходом	дрейфовые $p-i-n$ -типа
Осколки деления	10^8	—
α -Частицы с энергией 5—50 Мэв	10^{10}	10^8
Протоны с энергией 5—10 Мэв	10^{11}	10^8 — 10^9
Протоны с энергией 650 Мэв	10^{12}	10^{10} — 10^{11}
Быстрые нейтроны	10^{12} — 10^{13}	10^{11}
Электроны с энергией 2—5 Мэв	10^{13} — 10^{14}	—

уменьшение глубины обедненного слоя. Например, для создания с помощью дрейфа лития обедненного слоя глубиной 3 мм при $U = 300$ в кремниевом детекторе максимально допустимое число акцепторов около 10^{10} атом/см³. Следовательно существенные нарушения работы такого детектора произойдут при интегральных потоках нейтронов и α -частиц порядка 10^8 см⁻².

На рис. 6.15 показано, как уменьшается амплитуда импульсов от α -частиц с энергией 5 Мэв при облучении кремниевых детекторов с $p-n$ -переходом быстрыми нейтронами. С увеличением дозы ухудшается и энергетическое разрешение детектора. В табл. 6.3 приведены величины интегральных потоков, свыше которых наступает заметное изменение свойств детекторов. Эти данные позволяют судить о возможности применения полупроводникового детектора в конкретном физическом эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хорошие параметры полупроводниковых приборов, реализация которых в последние годы стала возможной после создания малошумящей и высокостабильной электронной аппаратуры, много-

канальных и многомерных амплитудных анализаторов импульсов, позволяют широко применять эти детекторы почти во всех областях ядерной физики.

Определенный тип полупроводникового детектора выбирается для конкретного эксперимента не только по физическим, но и операционным свойствам детектора, т. е. по удобству работы с ним, что не всегда можно сделать легко и однозначно.

Детекторы с $p-n$ -переходом, образованные окислением поверхности основного материала, характеризуются очень высокой радиационной стойкостью, обусловленной прочностью оксидного покрытия. В них можно создать обедненный слой почти по всей глубине, в них нерабочая (мертвая) область спереди и сзади кристалла становится очень тонкой. Это очень важно, если детектор используется как dE/dx -детектор для идентификации вида частиц.

Если обедненный слой не занимает всей толщины образца, то его глубина может меняться при изменении напряжения смещения. Это очень полезное свойство для дискриминации длиннопробежных и короткопробежных заряженных частиц.

Диффузионные детекторы имеют наиболее высокую радиационную устойчивость из всех типов полупроводниковых детекторов, что является следствием высокой степени легирования. Почти всегда барьерные детекторы работают при комнатной температуре, а значит, без сложных криогенных устройств. Их недостаток заключается в малой глубине чувствительной области, в которой полностью укладывается лишь пробег малоэнергичных частиц, и большой емкости перехода, приводящей к малому отношению сигнал/шум и, следовательно, плохому энергетическому разрешению. Диффузионные детекторы используются в ядерной физике для детектирования α -частиц из естественных источников и протонов низких энергий в опытах на ускорителях, осколков деления и тяжелых ионов. В последнем случае очень важной оказалась радиационная устойчивость детекторов. Хорошие кремниевые детекторы ($\rho = 400 \text{ ом}\cdot\text{см}$) выдерживали до 10^8 — 10^9 осколков/см².

Литий-дрейфовые кремниевые детекторы с большой глубиной чувствительной области и, следовательно, низкой емкостью нашли применение для работы на ускорителях (α -частицы с энергией до 120 Мэв). При больших энергиях первичных частиц эти детекторы работают при комнатных температурах.

Литий-дрейфовые германиевые детекторы должны всегда использоваться при низкой температуре (обычно $T = 77^\circ \text{K}$) для уменьшения тока утечки и связанного с ним шума. Однако высокий атомный номер германия, сравнительная легкость получения толстого ($S \geq 1 \text{ см}$) чувствительного слоя и малая энергия, требуемая для образования электронно-дырочной пары, позволяют применять германиевые детекторы как гамма-спектрометры с очень хорошей разрешающей способностью и высокой эффективностью.

1. Д и р и л и Дж., Н о р т р о п Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. Перев. с англ. Под ред. С. И. Вавилова. М., «Мир», 1966.
2. А к и м о в Ю. К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
3. П и к у с Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., «Наука», 1965.

Г л а в а 7

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Сцинтилляционный метод регистрации частиц — один из наиболее старых методов. Еще в 1919 г. в опытах по рассеянию заряженных частиц на ядрах Резерфорд с сотрудниками регистрировали α -частицы визуально по вспышкам света в $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Развитие этого высокоэффективного способа стало принципиально возможно лишь после изобретения фотоэлектронных умножителей — приборов, обладающих способностью регистрировать слабые вспышки света.

Один из первых фотоэлектронных умножителей был построен Л. А. Кубецким в начале сороковых годов. С 1947 г. началось интенсивное развитие сцинтилляционного метода регистраций. В течение 1947—1948 гг. появились сообщения о сцинтилляционных свойствах некоторых веществ (органических и неорганических), которые широко используются и в настоящее время. Сцинтилляционные счетчики и спектрометры благодаря своей высокой эффективности получили применение и в ядерной физике, и в биологии, и в геологии, и в медицине, и в других отраслях науки и техники.

Сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя. В этой главе будут рассмотрены основные процессы, происходящие в сцинтилляторе и фотоумножителях (ФЭУ), и их характеристики.

§ 7.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА

Сцинтилляторами обычно называют такие вещества, которые под действием заряженных частиц или длинноволнового электромагнитного излучения испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Сцинтиллятором может быть такое вещество, в котором, во-первых, велика вероятность испускания фотонов атомами и молекулами в возбужденных состояниях и, во-вторых, мала вероятность поглощения испущенных фотонов. Другими словами, в сцинтилляторе спектр испускания электромагнитного излучения должен быть сдвинут относительно полосы (или спектра) поглощения.

В сцинтилляторе вспышки света будут появляться не только под действием заряженных частиц, но и под действием γ -квантов и нейтронов, так как γ -кванты, взаимодействуя с атомами, создают при рассеянии электроны отдачи (фотоэлектроны при поглощении), а нейтроны, взаимодействуя с ядрами, создадут ядра отдачи или заряженные частицы могут появиться в результате (n, α) -, (n, p) -реакций и т. д.

Вторая основная составляющая сцинтилляционного счетчика — фотоэлектронный умножитель. Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, в результате фотоэффекта выбивают электроны. За счет внешнего электрического поля электроны направляются на диноды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой на анод ФЭУ приходит в десятки и сотни тысяч раз большее количество электронов. Таким образом, рождается электрический импульс тока, который затем регистрируется соответствующими электронными схемами.

На рис. 7.1 показана схема сцинтилляционного счетчика. Рассмотрим этапы регистрации излучения сцинтилляционным счетчиком. Пусть фотон (или нейтрон) с энергией E попадает в сцинтиллятор и в результате взаимодействия передает электрону (или другой заряженной частице) часть своей энергии fE . В результате упругих и неупругих столкновений (ионизация, возбуждение) электрон всю свою энергию передает атомам, молекулам, электронам сцинтиллятора. Часть поглощенной энергии выделяется в виде фотонов со средней энергией $h\nu$. Отношение энергии световой вспышки к энергии, поглощенной в сцинтилляторе, называют *конверсионной эффективностью сцинтиллятора* $C_{\text{ЭФ}}$. Тогда полное число фотонов со средней энергией $h\nu$, образовавшееся в сцинтилляторе:

$$n_0 = \frac{C_{\text{ЭФ}} f E}{h\nu}. \quad (7.1)$$

Количество света, испускаемое сцинтиллятором, часто характеризуют также величиной *световыхода* κ , которую определяют как отношение числа фотонов, возникающих в сцинтилляторе, к энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. Обратная величина $1/\kappa$ — это количество энергии, поглощенное в сцинтилляторе

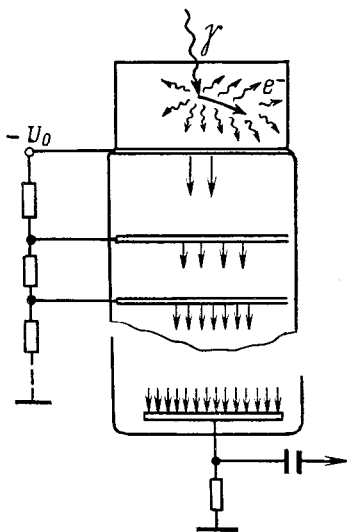


Рис. 7.1. Схема, иллюстрирующая принцип работы сцинтилляционного счетчика.

и необходимое для создания одного фотона. Очевидно, что $\kappa = S_{\text{эф}}/h\nu$. Как световой выход κ , так и конверсионная эффективность сцинтиллятора зависят от удельной потери энергии частицами dE/dx . Поэтому представляют интерес величина удельного световыхода (число фотонов, возникающих на единице длины пробега частицы в сцинтилляторе) $d\kappa/dx$ и зависимость $d\kappa/dx = f(dE/dx)$.

Световой выход связан с $d\kappa/dx$ следующим образом: $\kappa = \int_0^{\mathcal{R}} \frac{d\kappa}{dx} dx$,

где $\mathcal{R}$ — пробег заряженной частицы в сцинтилляторе, или

$$\kappa = \int_{E_1}^{E_2} \left[\frac{d\kappa}{dx} / \frac{dE}{dx} \right] dE, \text{ где } E_1 \text{ и } E_2 — \text{начальная и конечная энергии}$$

заряженной частицы в сцинтилляторе.

Обычно спектр фотонов сцинтилляторов лежит в области видимой части спектра, поэтому $h\nu \sim 3 \text{ эв}$. Величины $S_{\text{эф}}$ для разных сцинтилляторов различны, но не превышают 0,3. При фотовозбуждении сцинтилляторов (возбуждение видимым светом или ультрафиолетовым излучением) конверсионные эффективности обычно выше и достигают 0,8–0,9.

Распределение во времени фотонов, испускаемых сцинтиллятором, зависит от времени образования возбужденных состояний и от среднего времени жизни атомов в этих возбужденных состояниях. Время образования возбужденных состояний мало и определяется временем жизни заряженной частицы в веществе (10^{-9} – 10^{-10} сек) и временем миграции энергии возбуждения. Возбужденные состояния, из которых происходит испускание фотонов люминесценции, характеризуются средним временем жизни τ , называемым *временем высвечивания* сцинтиллятора. Это время характерно для каждого сцинтиллятора и имеет значения в пределах 10^{-9} – 10^{-5} сек. Если считать, что время образования возбужденных состояний мало в сравнении с τ , то появление фотонов будет распределено во времени по экспоненциальному закону (если средние времена жизни различных возбужденных состояний одинаковы):

$$n = \frac{n_0}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (7.2)$$

где n — число фотонов, испускаемых в единицу времени.

Для многих сцинтилляторов зависимость интенсивности высвечивания от времени имеет более сложный вид, который можно описать суммой нескольких экспонент с различными временами высвечивания τ .

Не все фотоны, образовавшиеся в сцинтилляторе, могут достичь фотокатода ФЭУ. Во-первых, любой сцинтиллятор, хотя и в малой степени, может поглощать фотоны люминесценции. Чем больше

кристалл, тем меньшее число фотонов покинет сцинтиллятор. Кроме того, в некоторых особых случаях между сцинтиллятором и фотокатодом помещают световоды, которые также поглощают фотоны люминесценции. Наконец, фотоны могут поглощаться и в упаковке кристалла, и в отражателе, и в стеклянной колбе ФЭУ. Обозначим g долю фотонов, попавших на фотокатод ФЭУ. Тогда на фотокатод ФЭУ всего попадает gn_0 фотонов. Фотокатоды современных ФЭУ делают обычно полупрозрачными для спектра излучения сцинтиллятора, при этом достигают максимальной конверсионной эффективности фотокатода $C_{ФЭ}$. Конверсионная эффективность фотокатода — это вероятность фотону выбить электрон из фотокатода. Естественно, что $C_{ФЭ}$ зависит от энергии фотонов люминесценции, и поэтому величина $C_{ФЭ}$ различна для разных сцинтилляторов, поскольку их спектры испускания могут быть в различных областях длин волн. Конверсионные эффективности фотокатодов обычно лежат в пределах 0,05—0,1. Это значит, что в среднем один из десяти — двадцати фотонов выбивает электрон из фотокатода. В результате вторичной электронной эмиссии на каждый последующий динод будет приходить большее число электронов.

Такой процесс размножения электронов характеризуют коэффициентом усиления фотоумножителя $\mathcal{M}$, который определяется как отношение числа электронов на аноде к числу электронов, выбитых из фотокатода.

Таким образом, на аноде ФЭУ появится $ngC_{ФЭ}\mathcal{M}$ электронов, распределение во времени которых такое же, как и первичных фотонов (7.2), если пренебречь временными флуктуациями, появляющимися в процессе размножения электронов.

Если анодная нагрузка R будет достаточной, чтобы $RC \gg \tau$ (C — выходная емкость), то максимальное значение амплитуды импульса

$$V_{\max} = \frac{fEC_{ФЭ}C_{ЭФ}g \cdot \mathcal{M}e}{h\nu C}. \quad (7.3)$$

Из (7.3) видно, что амплитуда импульса пропорциональна поглощенной энергии в сцинтилляторе. Амплитуда импульса будет линейно связана с поглощенной энергией, если конверсионные эффективности сцинтиллятора и фотокатода не будут зависеть от энергии заряженной частицы.

Таким образом, с помощью сцинтилляционных счетчиков можно не только регистрировать излучение, но и определять его энергию.

Величины импульсов на выходе фотоумножителей оказываются значительными. Действительно, заряженная частица с энергией 1 Мэв ($f = 1$) при $C_{ЭФ} \sim C_{ФЭ} \sim 0,1$ и $C = 10 \text{ пф}$ создает на аноде ФЭУ с умеренным коэффициентом усиления примерно 10^5 амплитуду импульса $V_{\max} \sim 5 \text{ в.}$

§ 7.2. СЦИНТИЛЛЯТОРЫ

7.2.1. Неорганические сцинтилляторы

Среди неорганических сцинтилляторов наибольшее практическое значение имеют активированные монокристаллы галогенидов щелочных металлов. Большой интерес представляют также кристаллы сернистого цинка (ZnS), фтористого кальция (CaF_2) и вольфраматов кальция и кадмия (CaWO_4 , CdWO_4). Неорганические кристаллы являются изоляторами. Взаимодействие атомов, расположенных в решетке изолятора, приводит к расщеплению энергетических уровней и образованию заполненной валентной зоны, запрещенной зоны и зоны проводимости (см. гл. 6). В обычном состоянии кристалла в зоне проводимости нет электронов, а валентная зона полностью заполнена. При прохождении заряженной частицы в кристалле ее энергия расходуется на перевод электронов в зону проводимости и образование «дырок» в валентной зоне. За очень короткие времена путем безызлучательных потерь электроны занимают самые низкие, а дырки — самые высокие в своих зонах энергетические состояния. В идеальных, неактивированных кристаллах при комнатной температуре процесс рекомбинации — очень медленный процесс, поскольку для рекомбинации необходимо электрону попасть в ту область кристалла, где имеется вакантный электронный уровень (дырка), что может произойти в результате такого медленного процесса, как диффузия. Вероятность нерадиационного перехода из зоны проводимости в валентную зону оказывается малой, а фотоны при радиационном переходе будут эффективно поглощаться в кристалле, поскольку их спектр совпадает со спектром поглощения.

В реальных кристаллах из-за дефектов кристаллической решетки и из-за примесей в запрещенной зоне образуются локальные энергетические уровни. Несмотря на то, что плотность таких уровней мала, вероятность захвата электронов на эти уровни или их ионизация оказывается сравнительно большой и обычно значительно превышает вероятность рекомбинации электрона и дырки.

Примесные локальные уровни в зависимости от их происхождения могут иметь различные времена жизни относительно радиационных и нерадиационных переходов. Если время жизни относительно радиационного перехода мало, то это приводит к появлению квантов люминесценции. Причем кристалл будет прозрачен для этих фотонов, так как их энергия меньше, чем расстояние между валентной зоной и зоной проводимости. Другими словами, энергия фотона лежит вне спектра поглощения.

Такие локальные уровни, с которых с большей вероятностью происходят радиационные переходы, называют центрами люминесценции. Локальные уровни, переходы с которых имеют преимущественно нерадиационный характер, называют центрами тушения. При этом энергия электронов (или других носителей) в конце концов переходит в энергию теплового движения.

Наконец, могут быть уровни, близко расположенные к зоне проводимости (или валентной зоне), в которых время жизни носителей относительно рекомбинации и радиационных переходов велико. Тогда оказывается возможным переход носителя вновь в зону проводимости (или валентную зону) в результате нерадиационного перехода. Эти уровни называют ловушками.

После задержки в ловушке электрон, например, может попасть в центр люминесценции, где энергия возбуждения освободится в виде излучения со спектром, характерным для спектра люминесценции. Этот процесс будет иметь большую длительность и приведет к появлению фотонов со спектром люминесценции, но со значительно большим временем высвечивания.

При введении в неорганические кристаллы специальных примесей (активаторов) плотность центров люминесценции увеличивается. Для кристаллов галогенидов щелочных металлов

хорошим активатором является таллий, для кристаллов ZnS — серебро. На рис. 7.2 показана типичная зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от концентрации активатора. Видно, что существует оптимальная концентрация активатора примерно $2 \cdot 10^{-3}$. При увеличении концентрации световыход вначале растет, поскольку увеличивается плотность центров люминесценции и, следовательно, вероятность захвата носителей энергии в этих центрах. При больших концентрациях активатора становится заметной вероятность поглощения фотонов люминесценции, поскольку полоса поглощения, обусловленная активатором, совпадает со спектром люминесценции и световыход падает.

Приведенное выше качественное описание процесса люминесценции показывает, что спектр фотонов люминесценции не зависит от способа возбуждения кристалла и определяется структурой энергетических уровней кристалла. Для неорганических кристаллов явление люминесценции — свойство определенного агрегатного состояния вещества, поэтому, например, раствор соли CsI в воде уже не обладает свойством люминесценции.

Чтобы измерить энергию заряженных частиц с помощью сцинтилляционных счетчиков, необходимо знать связь между световыходом сцинтилляторов и энергией частиц. Световыход неорганических сцинтилляторов зависит от плотности ионизации dE/dx , и поэтому связь световыхода с энергией не всегда линейна. С ростом dE/dx величина удельного световыхода $d\kappa/dx$ вначале растет линейно, затем этот рост замедляется, и, наконец, удельный световыход падает. Такое поведение удельного световыхода можно

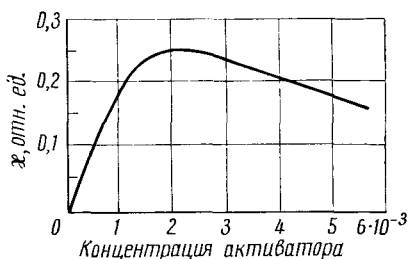


Рис. 7.2. Зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от концентрации активатора.

объяснить рядом причин. Чем выше плотность ионизации, тем выше локальный нагрев кристалла вблизи трека частиц, а чем выше температура, тем больше вероятность нерадиационных переходов, т. е. меньше вероятность захвата носителей в центрах люминесценции. При увеличении плотности ионизации происходит насыщение центров люминесценции (как, впрочем, и центров тушения и ловушек), и, следовательно, растет вероятность рекомбинации носителей энергии. Последнее обстоятельство будет приводить к различию световыходов у частиц, имеющих одинаковую плотность ионизации, но разное число быстрых электронов

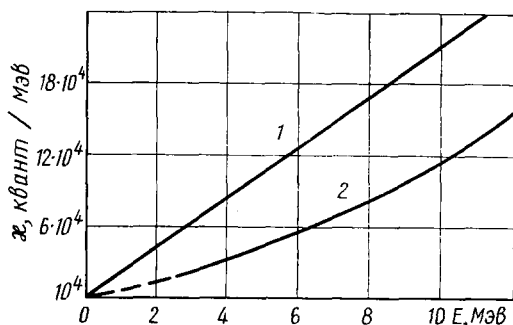


Рис. 7.3. Зависимость световыхода кристалла NaI(Tl) от энергии электронов (1) и α -частиц (2).

отдачи (δ -электроны) на единице пути, поскольку δ -электроны легко выходят из области насыщения центров люминесценции и попадают в область кристалла, где люминесценция может произойти с большей вероятностью. На рис. 7.3 показаны зависимости световыхода от энергии легких и тяжелых заряженных частиц для кристалла NaI(Tl). Если для электронов с энергией выше 0,1 Мэв эта зависимость практически линейна, то для α -частиц эта зависимость имеет более сложный характер.

Наиболее важные свойства некоторых неорганических кристаллов приведены в табл. 7.1. Данные трех последних колонок даны для комнатной температуры. В таблице дано время высвечивания τ самой быстрой компоненты.

Конверсионные эффективности, измеренные при облучении электронами, даны в относительных единицах (для кристалла NaI(Tl) принято $C_{\text{эф}} = 1$; в скобках указано абсолютное значение). В последней колонке таблицы даны отношения световыходов при облучении α -частицами и электронами одинаковой энергии. Наибольшим световыходом обладают кристаллы сернистого цинка, но их не удается получить сколько нибудь больших размеров. Обычно ZnS(Ag) — это мелкокристаллический порошок, и поэтому его прозрачность для испускаемого излучения мала. Поток фотонов люминесценции ослабляется приблизительно вдвое при

Некоторые свойства неорганических кристаллов

Кристалл	Плотность, г/см ³	Положение максимума в спектре лю- минесценции, Å	τ , мксек	$C_{\text{ЕФ}}$	$\eta_{\alpha}/\eta_{\beta}$
NaI (Tl)	3,67	4100	0,25	1 (~ 6%)	0,5
CsI (Tl)	4,51	5600	0,7	0,3	0,5
KI (Tl)	3,13	4100	1,0	0,2	0,6
LiI (Eu)	4,06	~ 4400	1,2	0,7	~ 1
ZnS (Ag)	4,09	4500	0,1 ÷ 10	1 ÷ 2	~ 1
CaF ₂	3,18	2500	0,2	0,15	< 1
CaWO ₄	6,10	4300	1,0	~ 0,5	< 1

прохождении слоя порошка толщиной около 40 мг/см². Кристалл ZnS(Ag) имеет медленную компоненту сравнительно большой интенсивности со временем высвечивания 10^{-5} сек.

Иодистый натрий, активированный таллием, является одним из лучших сцинтилляторов. Из всех известных сцинтилляторов, кроме ZnS(Ag), NaI(Tl) имеет самый высокий световыход. Кроме того, монокристаллы NaI(Tl) выращивают больших размеров (диаметром до 200—300 мм и такой же высоты). Монокристаллы иодистого натрия обладают высокой прозрачностью для собственного излучения. Иодистый натрий гигроскопичен и поэтому всегда должен быть в упаковке, защищающей его от попадания влаги. Примесь медленных компонент у NaI(Tl) мала, но при низких температурах (около -100°C) их интенсивность становится большой.

Кристалл CsI(Tl) — весьма удобный для использования сцинтиллятор. Он не гигроскопичен, легко выращивается в виде больших монокристаллов. Время высвечивания в кристаллах CsI(Tl) заметно зависит от плотности ионизации. Так, при облучении кристалла электронами $\tau \approx 7 \cdot 10^{-7}$ сек [$dE/dx \sim \sim 1$ кэв/(мг/см²)], а при облучении α -частицами [$dE/dx \approx \approx 700$ кэв/(мг/см²)] $\tau \approx 4 \cdot 10^{-7}$ сек. Такое различие в величинах τ позволяет разделить люминесценцию, созданную частицами с различными dE/dx .

Кристаллы иодистого цезия и иодистого натрия содержат атомы с большим атомным номером и поэтому являются высокоэффективными детекторами γ -излучения. Кристаллы иодистого лития представляют большой интерес, так как они являются высокоэффективными детекторами медленных нейтронов [реакция $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$]. Вольфрамат кальция до сих пор получали лишь в виде очень небольших монокристаллов. Этот сцинтиллятор был бы весьма эффективным детектором γ -излучения (большая плот-

ность, большой атомный номер), если бы его удалось получить в виде монокристаллов больших размеров.

Кристаллы CaF_2 , несмотря на малый световыход [приблизительно в 6 раз меньший, чем для NaI(Tl)], и небольшой атомный номер атомов, представляют большой интерес для регистрации γ -квантов, сопровождаемых нейтронами. Это связано с тем, что сечения радиационного захвата нейтронов ядрами Ca и F малы в сравнении с сечениями взаимодействия γ -квантов с электронами. В то же время упругое рассеяние нейтронов на ядрах Ca и F приводит к появлению ядер отдачи сравнительно малой энергии и с высокой удельной ионизацией.

Кристаллы CaF_2 удобны в работе, так как легко обрабатываются, не гигроскопичны. При использовании счетчиков или спектрометров с кристаллами CaF_2 необходимы преобразователи света (конверторы), так как спектр испускания CaF_2 имеет максимум вблизи $2500 \text{ \AA}$, а максимум чувствительности фотокатодов ФЭУ лежит в области $3000\text{--}4000 \text{ \AA}$. В качестве конверторов используют, например, кватерфенил, который в виде тонкой пленки наносят на поверхность кристалла, обращенную к фотумножителю. Конверсионная эффективность кватерфенила при возбуждении фотонами достигает $0,6\text{--}0,8$. Спектр испускания кватерфенила совпадает с областью максимальной чувствительности фотокатодов.

7.2.2. Органические сцинтилляторы

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах. Многие органические соединения обладают свойством люминесценции. Среди них особое место занимает группа ароматических углеводородов. Органические сцинтилляторы изготовляют в виде монокристаллов (стильбен, антрацен, толан и др.), а также жидких и твердых растворов ароматических соединений в растворителях. В отличие от неорганических сцинтилляторов в органических сцинтилляторах высвечивание фотонов связано с электронными переходами в возбужденных молекулах, т. е. люминесценция — свойство определенных органических молекул и присуща им в различных агрегатных состояниях. Для органических сцинтилляторов характерно малое время высвечивания τ (10^{-8} – 10^{-9} сек), приближающееся в некоторых случаях к времени жизни отдельной молекулы в возбужденном состоянии.

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах при анализе обычно разделяют на три стадии: 1) возбуждение молекул вещества заряженной частицей, время возбуждения $10^{-12}\text{--}10^{-10}$ сек; 2) миграция энергии возбуждения (10^{-9} сек) и 3) высвечивание фотонов люминесценции ($10^{-8}\text{--}10^{-9}$ сек). Первая и третья стадии для всех органических сцинтилляторов имеют много общего независимо от их агрегатного состояния. Вторая

стадия существенно зависит от агрегатного состояния сцинтиллятора.

Возбуждение молекул органического сцинтиллятора с большой вероятностью происходит при облучении ультрафиолетовым излучением. При этом конверсионная эффективность достигает 0,8. При возбуждении сцинтиллятора заряженными частицами конверсионная эффективность значительно меньше и достигает лишь 0,01—0,06. Это объясняется тем,

что в первой стадии заряженные частицы, проходя в сцинтилляторе, образуют не только различные возбужденные состояния молекул, но и ионизуют и расщепляют их. Молекулы, находящиеся в высших возбужденных состояниях, очень быстро (10^{-12} сек) теряют свою энергию без излучения и переходят в первое возбужденное состояние. В среднем в органических сцинтилляторах на каждую ионизованную молекулу приходится три возбужденных. Поскольку на возбуждение молекулы затрачивается около 10 эв, то даже при отсутствии тушения в процессах возбуждения и переноса энергии величина $C_{\text{эф}}$ не может быть больше 0,3 (фотон люминесценции имеет энергию

$2,5 \div 3$ эв). Итак, в первой стадии процесса образуются молекулы в низких возбужденных состояниях, образуются ионы и радикалы молекул. Во второй происходит миграция энергии возбуждения (передача энергии возбуждения от одних молекул другим), рекомбинация и т. д. Поскольку эта стадия зависит от состава и агрегатного состояния сцинтиллятора, то о ней будет сказано при описании различных сцинтилляторов.

Обратимся теперь непосредственно к процессу появления фотонов люминесценции. Поскольку связи между молекулами в органических соединениях не нарушают существенно электронной структуры молекул, то процесс высвечивания молекул из низких возбужденных состояний можно рассмотреть на примере отдельной молекулы. Процессы переходов в электронных оболочках сложных и двухатомных молекул имеют много общего. Поэтому рассмотрим переходы в двухатомной молекуле, с тем чтобы понять, каким образом происходит сдвиг в спектрах испускания и поглощения, обуславливающий возможность появления люминесценции в органических сцинтилляторах.

На рис. 7.4 показана зависимость потенциальной энергии от расстояния r между центрами атомов для двухатомной молеку-

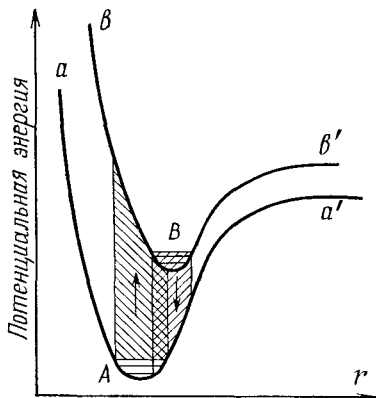


Рис. 7.4. Зависимость потенциальной энергии основного и возбужденного состояний двухатомной молекулы от расстояния между атомами.

лы, находящейся в основном (кривая $a - A - a'$) и возбужденном (кривая $e - B - e'$) состояниях. Минимумы потенциальной энергии в основном и возбужденном состояниях смещены: в возбужденном состоянии (точка B) этот минимум наблюдается при больших значениях r . Горизонтальные линии вблизи точек A и B соответствуют колебательным уровням. При заданной температуре молекула находится на определенном колебательном уровне. Чем выше температура, тем более высоко расположен этот уровень и тем больше амплитуда колебаний атомов относительно друг друга. Радиационные переходы с колебательного уровня возбужденного состояния возможны при испускании фотонов, энергии которых равны разности ординат колебательного уровня возбужденного состояния и ординат основного состояния (кривая $a - A - a'$). Эти переходы на рис. 7.4 показаны стрелкой, направленной вниз, а правая заштрихованная область соответствует спектру испускания. Спектр поглощения такой двухатомной молекулы будет соответствовать фотонам, энергия которых равна разности энергий колебательного уровня основного состояния и энергии первого (или более высоких) возбужденного состояния. Эти переходы показаны стрелкой вверх. Спектр поглощения будет определяться левой заштрихованной областью. Из рисунка видно, что спектр испускания сдвинут относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов.

Помимо радиационных переходов из возбужденного состояния ($e - B - e'$) в основное состояние ($a - A - a'$) возможны и нерадиационные переходы. При нерадиационном переходе энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения, т. е. происходит тушение сцинтилляций. Чем выше температура, тем больше амплитуда колебаний решетки и тем больше вероятность тушения. В сложных многоатомных молекулах процессы поглощения и испускания энергии происходят более сложным образом, но приведенные качественные рассуждения в общем справедливы и для сложных молекул.

Спектры испускания и поглощения частично перекрываются (чем меньше их перекрытие, тем большим световыходом будет обладать сцинтиллятор), и поэтому процесс радиационного снятия возбуждения молекул может быть не последним. Коротковолновая часть спектра испускания может вновь поглотиться в сцинтилляторе. Такой процесс может повторяться неоднократно. При каждом поглощении фотона имеется вероятность нерадиационного перехода, и поэтому при многократном поглощении и испускании интенсивность излучения коротковолнового излучения будет падать. Это приведет к уменьшению светового выхода. Кроме того, такой многократный процесс увеличит среднее время высвечивания. Таким образом, в органических сцинтилляторах из-за частичного перекрытия спектров испускания и спектров поглощения их световыход и среднее время высвечивания будут зависеть от размеров сцинтилляторов.

Для всех органических сцинтилляторов независимо от их агрегатного состояния световыходы для электронов примерно в 10 раз больше, чем для α -частиц той же энергии. Это частично можно объяснить локальными перегревами сцинтилляторов при большой плотности ионизации (например, считают, что при облучении α -частицами с энергией 5 Мэв такой местный перегрев достигает 200° С). Другая причина — при большой плотности ионизации возникают сильные электрические поля, которые приводят к изменению структуры энергетических состояний возбужденных молекул, и, следовательно, к изменению спектра испускания. Наконец, при больших значениях dE/dx — большая вероятность расщепления молекул, т. е. образование радикалов или так называемых поврежденных молекул, в которых, как оказалось, очень велика вероятность тушения (велика вероятность нерадикационных переходов).

Зависимость удельного световыхода (число фотонов люминесценции, испускаемых с единицы длины пути заряженной частицы) $d\kappa/dx$ в функции удельных потерь энергии dE/dx хорошо описывается формулой Биркса, которая получена в предположении, что число центров тушения (поврежденные молекулы, ионизированные молекулы) пропорционально удельным потерям энергии.

Действительно, пусть при прохождении заряженной частицы на единице ее пробега образуется A dE/dx возбуждений (экситонов) и BdE/dx центров тушения на одну неповрежденную молекулу. Если вероятность захвата экситона неповрежденной молекулой с последующим радиационным переходом равна $\sigma_{\text{л}}$, а вероятность захвата центром тушения равна $\sigma_{\text{т}}B$ dE/dx , то

$$\frac{d\kappa}{dx} = \frac{\sigma_{\text{л}}A \frac{dE}{dx}}{\sigma_{\text{л}} + \sigma_{\text{т}}B \frac{dE}{dx}} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}, \quad (7.4)$$

где $k = \sigma_{\text{т}}/\sigma_{\text{л}}$.

Полученное соотношение позволяет вычислить и полный световыход:

$$\kappa = \int_0^R \frac{d\kappa}{dx} dx = \int_0^R \frac{A dE/dx}{1 + kB dE/dx} dx. \quad (7.5)$$

Из (7.4) следует, что при малых удельных потерях энергии (быстрые электроны) удельный световыход пропорционален dE/dx и, следовательно, световыход линейно связан с энергией частицы. Если же dE/dx очень велико, так что $\frac{dE}{dx} kB \gg 1$, то $d\kappa/dx$ не зависит от энергии, а световыход пропорционален пробегу частицы.

В органических сцинтилляторах были обнаружены медленные компоненты высвечивания, среднее время высвечивания которых может отличаться от быстрых в 100 раз. Наиболее интересно то, что соотношение между интенсивностями быстрой и медленной компонент зависит от плотности ионизации. Это позволяет с помощью различных схем выделять импульсы, созданные электронами на фоне импульсов, созданных тяжелыми заряженными частицами.

Появление медленных компонент связывают с ионизованными молекулами (фотоны образуются в результате рекомбинации, а время относительно рекомбинации больше чем 10^{-8} сек) и возбужденными состояниями с большими временами жизни относительно радиационных переходов (например, большое отличие в спинах основного и возбужденного состояний). Относительное количество ионизованных молекул и молекул в высших возбужденных состояниях тем больше, чем выше плотность ионизации, поэтому отношение интенсивностей медленной и быстрой компонент зависит от плотности ионизации.

Органические кристаллы. Известно большое число органических кристаллов, свойства некоторых из них приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Свойства некоторых органических сцинтилляторов

Сцинтилляторы	Плотность, г/см ³	Положение максимума в спектре люминесценции, Å	S_{EF}	τ_b , нсек	τ_m , нсек	α/β	S_{EF}/τ_b
Антрацен (C ₁₄ H ₁₀)	1,25	4450	1 (~ 4%)	30	400	0,1	1,0
Стильбен (C ₁₄ H ₁₂)	1,16	4100	0,4÷0,7	6	400	0,1	3,3
Нафталин (C ₁₀ H ₈)	1,15	3450	0,2	70	—	0,1	0,1
Жидкие:							
р-терфенил в ксилоле	—	4000	0,5	2	—	0,1	7,5
2,5-дифенилоксазол в толуоле	—	3800	0,32	3	—	0,1	3,2
Пластические:							
тетрафенилбутадиев в полистироле	~ 1	—	0,38	4	—	0,09	2,8
р-терфенил в полистироле	~ 1	4000	0,40	2	—	—	6,0

Несколько подробнее опишем характеристики кристаллов стильбена и антрацена, которые получили наибольшее применение.

Антрацен имеет наибольшую конверсионную эффективность среди органических сцинтилляторов (примерно 0,04). При уменьшении температуры антрацена величина S_{EF} растет и достигает 6% при -70° С. Антрацен — очень непрочный кристалл и при резких изменениях температур трескается. Световой выход

в антрацене линейно зависит от энергии электронов, а для тяжелых заряженных частиц линейность нарушается, что можно видеть из рис. 7.5.

Стильбен обладает очень малым временем высвечивания быстрой компоненты ($\tau \sim 6 \cdot 10^{-9}$ сек) и сравнительно высокой конверсионной эффективностью ($C_{\text{ЕФ}} = 0,02$). Кристаллы стильбена выращивают больших размеров. Они легко обрабатываются.

Стильбен широко применяется для исследования энергетических распределений нейтронов по протонам отдачи при упругом рассеянии нейтронов на ядрах водорода и с успехом может применяться для исследования непрерывных спектров γ -излучения. Стильбен стал широко использоваться после того, как были разработаны специальные методы разделения импульсов от электронов и протонов отдачи, основанных на различных соотношениях интенсивностей быстрой и медленной компонент. Соотношение интенсивностей медленной J_m и быстрой J_b компонент для стильбена заметно изменяется при изменении плотности ионизации. При возбуждении электронами $J_m/J_b \approx 0,18$, а при возбуждении α -частицами это отношение равно 0,5.

Жидкие сцинтилляторы. Жидкие сцинтилляторы имеют ряд неоспоримых преимуществ, хотя по световыходу уступают органическим. Во-первых, жидкие сцинтилляторы могут использоваться в больших объемах, так как их сравнительно легко приготовить и к тому же их стоимость сравнительно невелика. В некоторых исследованиях использовались жидкие сцинтилляторы объемом в десятки тысяч литров. Во-вторых, в жидких сцинтилляторах можно растворять вещества, содержащие стабильные и радиоактивные изотопы. Введение соединений, содержащих бор или кадмий, делает жидкие сцинтилляторы высокоэффективными детекторами для регистрации нейтронов. В органических сцинтилляторах больших объемов нейтроны эффективно замедляются до низких энергий, где их вероятность поглощения в боре и кадмии велика. При радиационном захвате в боре образуется α -частица, в кадмии возбужденное ядро испускает одновременно несколько γ -квантов с суммарной энергией около 7 Мэв.

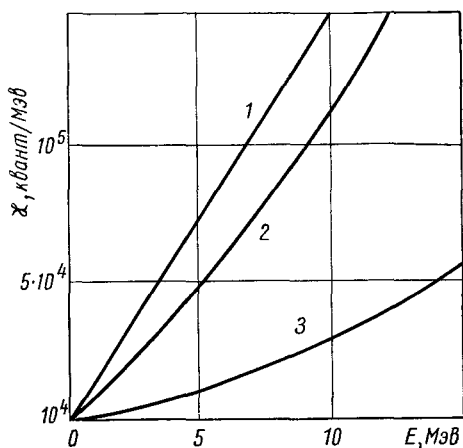


Рис. 7.5. Зависимость световыхода кристалла антрацена от энергии электронов (1), протонов (2) и α -частиц (3).

Растворение металлоорганических соединений (свинец, висмут) значительно увеличивает эффективность регистрации γ -излучения. Введение радиоактивных изотопов позволяет использовать 4 π -геометрию и изучать малые активности β -излучателей.

В простейшем случае жидкие сцинтилляторы состоят из растворителя (толуол, ксилол) и активатора (*n*-терфенил, 2,5-дифенилоксазол и т. д.) с концентрацией 2,5 ÷ 10 г/л. Активатор жидкого сцинтиллятора должен иметь хорошие сцинтилляционные свойства, а растворитель не должен ими обладать. Активатор и растворитель должны быть так подобраны, чтобы первый возбужденный уровень растворителя был выше первого возбужденного уровня активатора, или, другими словами, чтобы спектр испускания растворителя хорошо перекрывался спектром поглощения активатора. После прохождения заряженной частицы в основном будут возбуждены молекулы растворителя, поскольку их концентрация в растворе значительно больше. В результате радиационных или нерадиационных процессов энергия возбуждения будет распространяться по сцинтиллятору, переходить в тепловое движение и передаваться молекулам активатора, которые с определенной вероятностью в результате радиационных переходов будут испускать фотоны.

Поскольку спектр испускания активатора не совпадает со спектром поглощения растворителя, а концентрация активатора мала, то раствор оказывается прозрачным для спектра испускания активатора. Процесс передачи энергии возбуждения молекулам активатора несколько замедляет процесс высвечивания фотонов по сравнению со временем жизни молекул активатора в возбужденном состоянии.

Концентрация активатора в растворителе имеет оптимальные значения. И это понятно, так как при очень малых концентрациях мала вероятность возбуждения молекул активатора. Увеличение концентрации активатора вначале ведет к росту световыходов. Затем световыход, пройдя через максимум, начинает уменьшаться, что связано с увеличением вероятности поглощения фотонов люминесценции вновь молекулами активатора. Такое повторное поглощение увеличивает вероятность тушения, поскольку молекулы активатора из возбужденного состояния могут перейти в основное и нерадиационным путем. Спектры испускания органических сцинтилляторов имеют максимум спектра испускания в области длин волн 4000—3500 Å.

Для того чтобы спектр испускания сцинтилляторов лучше соответствовал спектральной чувствительности фотоумножителя, часто добавляют небольшие количества (0,01—0,5 г/л) сместителей спектра. Сместитель спектра будет эффективен в том случае, если он обладает высокой конверсионной эффективностью при фотовозбуждении и если его спектр испускания лучше совпадает со спектром поглощения фотокатода ФЭУ. Другими словами,

смеситель имеет смысл применять тогда, когда

$$\frac{\int (h\nu)_c C(\nu)_{ac} f(\nu)_\phi d\nu}{\int (h\nu)_a f(\nu)_\phi d\nu} > 1,$$

где $(h\nu)_c$ и $(h\nu)_a$ — спектры испускания смесителя и активатора соответственно; $C(\nu)_{ac}$ — конверсионная эффективность смесителя при фотовозбуждении фотонами спектра люминесценции активатора; $f(\nu)_\phi$ — спектральная чувствительность фотомножителя.

Записанное выше условие справедливо для жидких сцинтилляторов малых объемов. В сцинтилляторах больших объемов смеситель спектра, кроме того, уменьшает самопоглощение люминесценции активатором и растворителем.

Свойства некоторых жидких сцинтилляторов приведены в табл. 7.2. В последнем столбце дано отношение конверсионной эффективности к времени высвечивания быстрой компоненты (это отношение принято равным единице для антрацена). Величина такого отношения очень важна при использовании сцинтилляторов для измерения распределений событий во времени. Жидкие сцинтилляторы в этом смысле являются наилучшими.

Пластические сцинтилляторы. Это твердые растворы некоторых органических сцинтилляторов в полистироле и поливинилтолуоле. Пластические сцинтилляторы имеют многие преимущества по сравнению с жидкими. Они обладают хорошими оптическими свойствами, могут применяться в широком интервале температур. Некоторые сцинтилляторы можно использовать в интервале от -200 до $+70^\circ\text{C}$. Пластические сцинтилляторы хорошо полируются, в них можно вводить, как и в жидкие, смесители спектров, различные соединения для увеличения эффективности при регистрации нейтронов и γ -квантов. Пластические сцинтилляторы можно помещать в вакуум, так как давление насыщенных паров у них существенно меньше, чем у органических кристаллов и тем более у жидких сцинтилляторов. Процесс возбуждения и передачи энергии молекулам активатора происходит так же, как и в жидких сцинтилляторах.

В качестве растворителей используют полистирол или поливинилтолуол, в качестве активаторов (1 — 5 вес. %) — стильбен, бифенил, нафталин, тетрафенилбутadiен и т. д. Концентрация смесителей спектра не превышает 0,2 вес.%. Зависимость световых выходов от концентрации активатора такая же, как и у жидких сцинтилляторов.

В пластических сцинтилляторах световой выход существенно зависит от плотности ионизации и у некоторых увеличивается почти вдвое при снижении температуры от 290 до 100°K (антрацен в полистироле). Другие сцинтилляторы не так подвержены температурному влиянию. Так, твердый раствор пиразолина в полистироле при изменении температуры от 100 до 340°K уменьшается

всего на 10%. Пластические сцинтилляторы имеют хорошую радиационную устойчивость. Для уменьшения световыхода вдвое требуется доза облучения, равная $(6 \div 9) \cdot 10^9 \text{ эрг/г}$, т. е. в 30—50 раз больше, чем для органических кристаллов. Свойства некоторых пластических сцинтилляторов приведены в табл. 7.2.

7.2.3. Газовые сцинтилляторы

Оказалось, что многие благородные газы, их смеси, а также смеси благородных газов с водородом и азотом обладают сцинтилляционными свойствами. Наибольшие световыходы у ксенона, у смеси ксенона с гелием. Механизм возникновения сцинтилляций в газах еще не изучен достаточно полно. Имеющиеся экспериментальные данные можно качественно объяснить, если предположить, что возникновение сцинтилляций связано с радиационными переходами с метастабильных уровней ионов газа.

Рассмотрим несколько подробнее эту точку зрения. При прохождении заряженной частицы в газе образуются атомы и ионы в возбужденных состояниях. Время жизни возбужденных состояний атомов и ионов благородных газов мало и по оценкам на порядок меньше наблюдаемых времен высвечиваний газовых сцинтилляторов (10^{-8} — 10^{-9} сек). И у атомов, и у ионов имеются еще метастабильные уровни, время жизни которых относительно излучения по порядку величин согласуется с наблюдаемыми временами высвечивания. Плотность ионов значительно меньше, и поэтому их излучение из метастабильных состояний не будет практически поглощаться в газовом сцинтилляторе в отличие от излучения, испускаемого из метастабильных состояний атомов. Есть еще один экспериментальный факт, который подтверждает эту гипотезу. Времена высвечивания газовых сцинтилляторов в первом приближении обратно пропорциональны давлению газа. Время жизни иона в метастабильном состоянии обратно пропорционально числу столкновений с атомами газа в единицу времени. Поскольку число столкновений пропорционально давлению, то время жизни в метастабильных состояниях и, следовательно, время высвечивания сцинтиллятора обратно пропорционально давлению.

Заметим, что механизм сцинтилляций нельзя объяснить излучением, возникающим при рекомбинации ионов с электронами, поскольку этот процесс слишком медленный в сравнении с измеренными временами высвечивания, и число испускаемых фотонов в зависимости от времени при рекомбинации не экспоненциальный, а имеет вид (5.4).

Спектры испускания газовых сцинтилляторов лежат в области ультрафиолетового излучения, где конверсионная эффективность катодов фотоумножителей мала. Поэтому при работе с газовыми сцинтилляторами для получения большого световыхода обычно применяют сместители спектров. Одним из лучших сместителей спектра для газовых сцинтилляторов является дифенилстильбен

толщиной около $30 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2$. Ксенон с этим сместителем спектра имеет наибольший световой выход, который по некоторым данным сравним со световыходом кристалла NaI(Tl) . В качестве сместителя спектра часто используют кватерфенил, меньшая эффективность преобразования которого компенсируется тем, что он более устойчив. Применение кватерфенила увеличивает амплитуду импульса на выходе ФЭУ с ксеноновым газовым сцинтиллятором почти в 20 раз.

Газовые сцинтилляторы очень чувствительны к примесям. Малые примеси многоатомных газов, в особенности различных углеводородов, резко уменьшают световой выход газовых сцинтилляторов. Такая большая чувствительность к малым примесям может быть понята, если учесть, что передача возбуждения в газах может происходить в результате неупругих столкновений атомов. Поскольку число столкновений каждого атома в газах велико — около 10^{10} соударений в 1 сек при атмосферном давлении, то вероятность возбуждения очень малых примесей может быть большой. Хорошей иллюстрацией к сказанному является следующее явление. При добавлении к аргону $10^{-3}\%$ атомов азота наблюдаемый спектральный состав излучения относится в основном к азоту.

Благородные газы являются сцинтилляторами и в жидкой, и в твердой фазах. Были исследованы сцинтилляционные свойства гелия (в жидкой фазе) и ксенона (в жидкой и твердой фазах). Так, время высвечивания ксенона оказывается порядка 10^{-9} сек, а световой выход составляет по крайней мере половину световыхода кристалла NaI(Tl) .

§ 7.3. ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Фотоэлектронные умножители, ФЭУ — это электровакуумные приборы, которые способны регистрировать слабые вспышки света. Основные детали ФЭУ — фотокатод, система динодов и анод. Фотоны света в результате фотоэффекта из катода ФЭУ выбивают электроны. В динодной системе происходит размножение электронов в результате вторичной электронной эмиссии. Поэтому на анод ФЭУ поступает значительно больше электронов, чем выбито их фотонами из катода. Фотокатод, диноды и анод ФЭУ размещены в вакуумированной стеклянной колбе.

7.3.1. Элементы фотоумножителей

Фотокатод. В фотоумножителях используют сложные фотокатоды, которые в отличие от чистых металлов обладают высокой чувствительностью в области видимого света, а также в близких к ней ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Фотокатоды обычно делают полупрозрачными и наносят или прямо на колбу ФЭУ, или на прозрачную металлическую подложку, предварительно напыляемую на стекло. Эффективность фотокатодов характе-

ризируют либо конверсионной эффективностью, либо интегральной, либо спектральной чувствительностью. Наиболее полной характеристикой катода является его спектральная чувствительность. Спектральная чувствительность фотокатода — это отношение тока фотокатода к потоку лучистой энергии фотонов с данной длиной волны.

Если задано спектральное распределение фотонов источника света $\Phi(\lambda)$, то, зная спектральную чувствительность $\gamma(\lambda)$, можно найти и интегральную чувствительность фотокатода:

$$\gamma_0 = \frac{\int \Phi(\lambda) \gamma(\lambda) h\nu d\lambda}{\int \Phi(\lambda) h\nu d\lambda}. \quad (7.6)$$

Отсюда, в частности, следует, что интегральная чувствительность фотокатода будет различной для разных источников света и, естественно, для разных сцинтилляторов.

Чтобы рассчитать амплитуды импульса или тока сцинтилляционного счетчика, необходимо знать конверсионную эффективность фотокатода $C_{ФЕ}$, которую со спектральной чувствительностью $\gamma(\lambda)$ для сцинтиллятора со спектром фотонов $\Phi_c(\lambda)$ можно определить следующим образом:

$$C_{ФЕ} = \frac{\int \Phi_c(\lambda) \gamma(\lambda) h\nu d\lambda}{e \int \Phi_c(\lambda) d\lambda} = \gamma_0 \frac{\int \Phi_c(\lambda) h\nu \gamma(\lambda) d\lambda}{e \int \Phi(\lambda) h\nu \gamma(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int \Phi(\lambda) h\nu d\lambda}{\int \Phi_c(\lambda) d\lambda}. \quad (7.7)$$

Только в случае $\Phi_c(\lambda) = \Phi(\lambda)$, т. е. когда спектр сцинтиллятора совпадает со спектром источника света, с которым определяют интегральную чувствительность фотокатода, $C_{ФЕ} = \gamma_0 \bar{h\nu} \frac{1}{e}$. Если

γ_0 выражено в единицах $\left[\frac{a}{\text{вт}} \right]$, а энергия фотонов в эв, то $C_{ФЕ} = \bar{h\nu} \gamma_0$.

В паспортах фотоумножителей обычно указывают интегральную чувствительность фотокатода в микроамперах на люмен, измеренную со стандартным источником света — 100-ваттной газонаполненной лампой с вольфрамовой нитью. Интегральные чувствительности фотокатодов лежат обычно в интервале 10—200 мка/лм. Заметим, что определение интегральной чувствительности в мка/лм отличается от (7.6), поскольку

$$\gamma'_0 \left[\frac{\text{мка}}{\text{лм}} \right] = \frac{\int \Phi(\lambda) h\nu \gamma(\lambda) d\lambda}{\int \Phi(\lambda) h\nu k(\lambda) d\lambda},$$

где $k(\lambda)$ — относительная видность, связывающая поток лучистой энергии и световой поток в люменах; $k(\lambda = 5550 \text{ \AA}) = 621 \text{ лм/вт}$. Отношение $\gamma'_0 \left[\frac{a}{\text{лм}} \right] / \gamma_0 \left[\frac{a}{\text{вт}} \right]$ зависит от спектра источ-

ника, с помощью которого градуируют фотокатоды ФЭУ, а для спектра, близкого к спектру абсолютно черного тела при температуре 3000°K , $\gamma'_0/\gamma_0 = 5,05 \cdot 10^{-2} \text{ вт/лм}$. Таким образом, интегральная чувствительность фотокатодов для спектра стандартного источника составляет $(0,2-4) \text{ ма/вт}$ (если $\gamma'_0 = 10 \div 200 \text{ мка/лм}$).

Чем больше конверсионная эффективность, тем лучшими характеристиками будет обладать сцинтилляционный счетчик. Из определения конверсионной эффективности следует, что $C_{\text{ФЭ}} \leq 1$. Но реально даже для монохроматического источника света конверсионная эффективность фотокатода в лучшем случае достигает

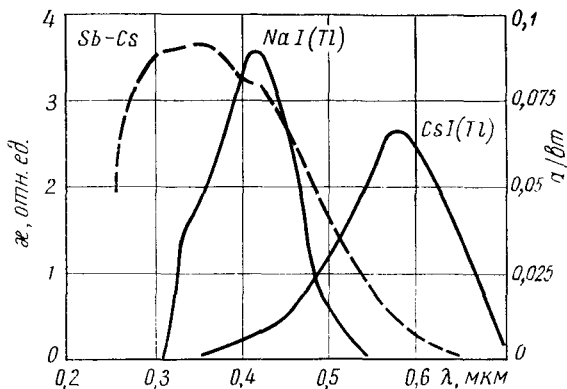


Рис. 7.6. Спектральная чувствительность (пунктир) фотокатода $\text{Sb} - \text{Cs}$ и спектры люминесценции кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) .

0,3. Конверсионную эффективность можно представить в виде произведения двух вероятностей: вероятности поглощения фотонов в фотокатоде и вероятности выхода электронов из фотокатода. Первая тем больше, чем толще слой фотокатода. Средний свободный пробег фотонов с $\lambda \sim 3000 \text{ \AA}$ в сурьмяно-цезиевом фотокатоде около 10^{-5} см . Вероятность выхода электрона из фотокатода тем меньше, чем в более глубоких слоях он образован в результате фотоэффекта. Поскольку средние пробеги фотоэлектронов в фотокатоде меньше, чем пробеги фотонов, то при малой толщине слоя фотокатода все фотоэлектроны могут покинуть фотокатод, но при этом будет поглощаться малая доля света. При большой толщине слоя фотокатода хотя и произойдет поглощение почти всех фотонов, но лишь малая доля фотоэлектронов покинет фотокатод. Таким образом, зависимость конверсионной эффективности фотокатода от его толщины имеет максимум.

Наиболее распространенными являются сурьмяно-цезиевые ($\text{Sb} - \text{Cs}$) и висмута-серебряно-цезиевые ($\text{Bi} - \text{Ag} - \text{Cs}$) фотокатоды, для которых имеется наилучшее перекрытие спектральной чувствительности со спектром испускания многих сцинтилляторов. На рис. 7.6 показаны спектральная чувствительность

(Sb — Cs)-фотокатода, а также спектры испускания двух кристаллов — NaI(Tl) и CsI(Tl).

Сложные фотокатоды представляют собой тонкую пленку толщиной в несколько сот или тысяч атомных слоев, нанесенных на металлической или изолирующей основе. Такие тонкие пленки получают последовательным испарением в вакууме составляющих компонент фотокатода. Сурьмяно-цезиевый фотокатод состоит из слоя SbCs_3 , внутри которого и на поверхности находятся адсорбированные атомы цезия.

Обсудим некоторые свойства фотокатодов, существенные при работе с фотоумножителями. Если фотокатод полностью затемнен, то и тогда с его поверхности будут выходить электроны в результате термоэмиссии. Это неизбежно, поскольку для получения высокой конверсионной эффективности фотокатод должен иметь малую работу выхода, а термоэмиссия тем больше, чем меньше работа выхода. Термоэлектронный ток сложных фотокатодов при комнатной температуре составляет величину порядка 10^{-14} — 10^{-15} а/см², или $10^4 \div 10^5$ термоэлектрон/см². Термоэмиссия резко растет с увеличением температуры. По Ричардсону, термоэлектронный ток связан с температурой следующим образом:

$$i = AT^2 e^{-\varphi_0/kT}, \quad (7.8)$$

где T — температура; φ_0 — работа выхода; A — постоянная.

Интегральная чувствительность фотокатодов зависит от температуры. С повышением температуры фототок сложных катодов заметно падает. Так, для сурьмяно-цезиевых фотокатодов при изменении температуры от 0 до 100°С фототок уменьшается в 1,2—1,5 раза. При понижении температуры изменение фототока существенно зависит от конструкции фотокатода. Фотокатоды, нанесенные на металлической пленке, не чувствительны к изменению температуры от 0 до —200°С. В то же время фототок резко падает с понижением температуры (в 10 раз при изменении температуры от 0 до —200°С) для фотокатодов, нанесенных на стекло.

Интегральная чувствительность фотокатодов в процессе эксплуатации, как правило, падает. Причем чем больше световой поток и чем дольше происходит освещение фотокатода, тем меньше становится его чувствительность. Это явление носит название «устомление фотокатодов», и его связывают с процессами, происходящими в поверхностном слое. При облучении фотокатода часть ионов щелочного металла, образующихся на поверхности вследствие фотоионизации атомов, диффундируют внутрь катода под действием электрического поля. Этот процесс возможен, поскольку мгновенная рекомбинация затруднена из-за плохой проводимости внутренних слоев фотокатода. Таким образом, при освещении фотокатода поверхность обедняется атомами цезия, что приводит к увеличению работы выхода и, следовательно, к уменьшению фототока. Перемещения ионов цезия внутрь фотокатода будут тем интенсивнее, чем больше света попадает на фотокатод

и чем больше разность потенциалов на фотокатоде. При таком механизме утомления чувствительность фотокатодов должна восстанавливаться после длительного «отдыха», так как происходит диффузия атомов цезия из внутренних слоев на поверхность катода.

Качественная картина утомления фотокатодов подтверждается экспериментально. Действительно, утомление фотокатодов тем сильнее, чем больше поток света. Фотокатоды после длительного отдыха частично или полностью восстанавливают свою чувствительность, что происходит быстрее при более высоких температурах.

Входная камера фотоумножителя. Электроны из фотокатода выходят с разными скоростями и под разными углами к поверхности катода. Конструкция входной камеры ФЭУ должна быть такой, чтобы сбор электронов на первый динод по возможности был наибольшим и одинаковым с различных участков фотокатода. Чем меньше доля электронов, попадающих на первый динод, тем больше будет относительная величина флуктуации в их числе и больше разброс в амплитудах импульсов на выходе фотоумножителя. Неравномерный сбор электронов с разных участков фотокатода также будет увеличивать флуктуации в амплитудах импульсов. В фотоумножителях с большими фотокатодами входная камера оказывается больших размеров, что усложняет фокусировку фотоэлектронов на первый динод. В таких случаях фокусировку осуществляют с помощью электрического поля, создаваемого с помощью двух-трех кольцевых электродов во входной камере. При использовании сцинтилляционных счетчиков для изучения временных распределений возникает требование изохронности траекторий электронов от фотокатода до первого динода. Требования изохронности траекторий и полного сбора электронов обычно противоречивы. Поэтому формы фокусирующего поля для временных и спектрометрических ФЭУ различны. В ФЭУ с диаметрами фотокатодов до 40 мм с двумя фокусирующими электродами во входной камере удается получить изохронность траекторий фотоэлектронов с точностью не хуже 10^{-9} сек.

Динодная система. Система динодов в фотоумножителе предназначена для усиления потоков электронов. Размножение электронов на каждом диноде происходит в результате вторичной электронной эмиссии. Процесс «размножения» электронов эффективен, если, во-первых, коэффициент вторичной электронной эмиссии больше единицы и, во-вторых, если будет по возможности полный сбор электронов вторичной эмиссии из предыдущего динода на последующий. Кроме того, для временных фотоумножителей необходимо, чтобы время прохождения электронов с одного динода на другой имело малый разброс.

Рассмотрим процесс вторичной электронной эмиссии. Вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии: отношением тока вторичных электронов к току

первичных. Коэффициент вторичной эмиссии σ зависит от материала и состояния его поверхности, от энергии первичных электронов, угла падения электронов. Коэффициент вторичной эмиссии с увеличением энергии электронов вначале растет, а затем, выше энергий 100—1000 эв (в зависимости от материала), падает. Такое поведение качественно можно объяснить следующим образом. Электроны, попадая в материал, в результате упругих и неупругих соударений передают свою энергию многим электронам. Чем выше энергия первичного электрона, тем большему числу электронов он передает свою энергию. Но чем выше энергия первичного электрона, тем на большую глубину он проникает и, следовательно, на большей глубине в материале приобретают энергию вторичные электроны. Если учесть, что вторичные электроны

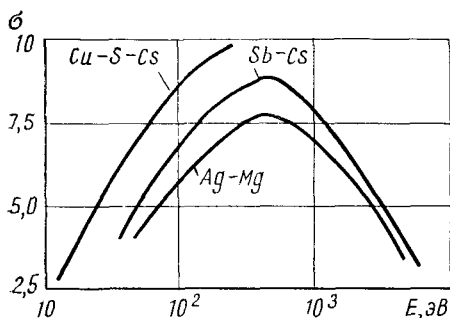


Рис. 7.7. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии для различных динодов.

могут покинуть материал, если они образовались на глубине от поверхности порядка длины своего пробега, и что удельные потери энергии вблизи поверхности материала уменьшаются с ростом энергии падающих электронов, то становится понятной зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии падающих электронов.

Если процесс передачи энергии вторичным электронам определяется главным образом энергией первичного, то движение вторичных электронов к поверхности и его выход из материала в основном определяются самим веществом (металл, полупроводник, диэлектрик). Интенсивное взаимодействие вторичных электронов с электронами проводимости — основная причина малых коэффициентов вторичной электронной эмиссии для металлов. В полупроводниках и диэлектриках вторичные электроны имеют большую вероятность выхода. Однако коэффициенты вторичной электронной эмиссии не для всех полупроводников и диэлектриков больше, чем для металлов. Имеет значение также величина работы выхода этих веществ, препятствующая удалению вторичных электронов за пределы материала.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии σ существенно зависит от угла падения первичных электронов. Чем больше угол падения, тем больше σ . Такая зависимость σ от угла падения понятна в свете проведенных выше рассуждений.

Энергетическое распределение вторичных электронов слабо зависит от энергии первичных. Вторичные электроны имеют два

максимума — один широкий в области малых энергий и второй узкий в области энергий, близких к энергии первичных электронов (упругое рассеяние электронов).

Максимальные значения σ_m для металлов лежат в пределах от 0,5 до 1,8 и достигаются при энергиях электронов 100—800 эв. Существенно большие величины σ_m получены для сложных соединений, таких, как Sb — Cs, Cu — S — Cs, Ag — Mg. Зависимость σ от энергии электронов для этих соединений показана на рис. 7.7.

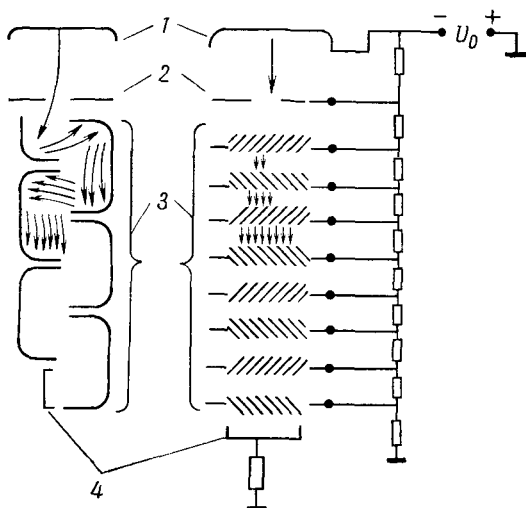


Рис. 7.8. Схема расположения динодов в фотоумножителе:

1 — фотокатод; 2 — диафрагма; 3 — диноды; 4 — анод.

Видно, что максимальные значения σ_m достигаются при энергиях электронов вблизи 1 кэв и имеют величины 5—10. Зависимость σ от энергии электронов можно аппроксимировать следующей зависимостью:

$$\sigma = 2,71 \frac{\sigma_m}{U_m} U e^{-U/U_m}, \quad (7.9)$$

где $\sigma_{\text{макс}}$ — максимальное значение σ , достигаемое при $U = U_{\text{макс}}$; U — разность потенциалов, при которой электрон приобретает энергию $E = eU$.

В современных фотоумножителях диноды или покрывают слоем Sb — Cs, или используют сплавы Al — Mg — Si, поверхность которых обрабатывается специальным образом для повышения σ .

Диноды фотоумножителей имеют различные формы, и их можно разделить на две группы: фокусирующие и диноды жалюзного типа. Фокусирующие диноды бывают разных конфигураций: корабчатые, корытообразные и др. На рис. 7.8 показано располо-

жение динодов коробчатого и жалюзного типов ФЭУ. В некоторых фотоумножителях фокусирующие диноды располагают не по линейной схеме, как показано на рис. 7.8, а по круговой. При таком расположении удастся значительно сократить длину ФЭУ. В качестве примера укажем, что корытообразные диноды применяются в фотоумножителях типа ФЭУ-29, ФЭУ-24, коробчатые — ФЭУ-42 и ФЭУ-45, жалюзные диноды — ФЭУ-11 и ФЭУ-13. Число динодов в фотоумножителях обычно равно десяти — двенадцати. Между динодами создают разность потенциалов с помощью внешнего источника питания и делителя напряжения (см. рис. 7.8).

7.3.2. Основные характеристики фотоумножителей

Коэффициент усиления. Пусть в фотоумножителе n динодов и коэффициент вторичной электронной эмиссии для каждого σ_i . Коэффициент усиления ФЭУ

$$\mathcal{M} = \alpha \prod_{i=1}^n \sigma_i, \quad (7.10)$$

где α — коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой. Здесь для простоты последующих вычислений полагаем, что этот коэффициент не зависит от приложенного напряжения на ФЭУ. Это предположение достаточно разумно, так как условия фокусировки электронов с одного динода на другой скорее определяются формой динодов, чем разностями потенциалов между ними.

Пусть, далее, на фотоумножитель подано напряжение U_0 , как это показано на рис. 7.8, и разность потенциалов на динодах равна U_0/n . Если воспользоваться аппроксимацией σ (U_0/n) в виде (7.9) и подставить в (7.10), то получим зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения на делителе U_0 :

$$\mathcal{M} = \alpha \left[2,71 \frac{\sigma_{\text{макс}}}{U_{\text{макс}}} \frac{U_0}{n} \right]^n e^{-U_0/U_{\text{макс}}}. \quad (7.11)$$

Обозначим $\ln \alpha + n \ln 2,71 \sigma_{\text{макс}} = c$, тогда

$$\ln \mathcal{M} = c + n \left(\ln \frac{U_0}{nU_{\text{макс}}} - \frac{U_0}{nU_{\text{макс}}} \right). \quad (7.12)$$

Зависимость $\mathcal{M}$ в функции $\frac{U_0}{nU_{\text{макс}}}$ для $n = 10$ и $\sigma_{\text{макс}} = 10$ приведена на рис. 7.9 и справедлива до тех пор, пока мгновенные значения токов, протекающих в фотоумножителях, не превышают определенных величин. При больших коэффициентах $\mathcal{M}$ или при больших световых вспышках сказывается влияние объемного заряда на аноде и близких к нему динодов. Этот эффект заметен для некоторых ФЭУ при токах на аноде около 1 ма.

Если мгновенное значение тока с фотокатода для данного фотоумножителя примерно 10^{-9} а, то при $\mathcal{M} \approx 10^6$ будет сказываться влияние объемного заряда (нижняя пунктирная кривая). Увеличение анодного напряжения несколько расширяет линейную область работы фотоумножителя (верхняя пунктирная кривая).

Величины мгновенных токов прямо пропорциональны интенсивности световой вспышки и обратно пропорциональны времени высвечивания сцинтиллятора. Так что объемный заряд сказывается особенно существенно для органических и газовых сцинтилляторов. Действительно, при поглощении в кристалле стилибен электрона с энергией около 1 Мэв ток фотокатода ФЭУ будет иметь максимальное значение около 10^{-8} а. Аналогичная по интенсивности вспышка света в неорганическом кристалле (NaI) создаст ток с максимальным значением около 10^{-10} а.

Наличие объемного заряда приводит к нелинейной связи тока (или импульса) на аноде с током на катоде фотоумножителя. Промышленные ФЭУ имеют величины $\mathcal{M}$ в пределах 10^5 — 10^8 . Величины мгновенных значений токов на аноде при линейной связи тока анода с током катода могут достигать у фотоумножителей с жалюзийной системой динодов примерно 5—10 ма. У фотоумножителей с коробчатыми динодами линейная зависимость имеет место лишь до десятых долей миллиампера на аноде.

Стабильность фотоумножителей. Одно из главных требований к фотоумножителям при работе со сцинтилляционным счетчиком — это требование постоянства коэффициента усиления $\mathcal{M}$. Коэффициент усиления меняется под действием как внутренних (не зависящих от внешних условий), так и внешних причин. Ток в фотоумножителе при постоянстве всех внешних условий работы изменяется медленно со временем. Сразу же после включения высокого напряжения в зависимости от среднего тока в фотоумножителе коэффициент усиления $\mathcal{M}$ или несколько возрастает, проходит через максимум и затем устанавливается (при малых токах около 1 мка) или сразу же начинает медленно уменьшаться (при больших токах, например, больше 100 мка). Причем чем больше средний ток в фотоумножителе, тем сильнее уменьшается во времени коэффициент усиления. Процесс утомления фотоумножителей связан с процессами, происходящими на поверхностях фотокатода и динодов. Количество атомов цезия на поверхности катода и дино-

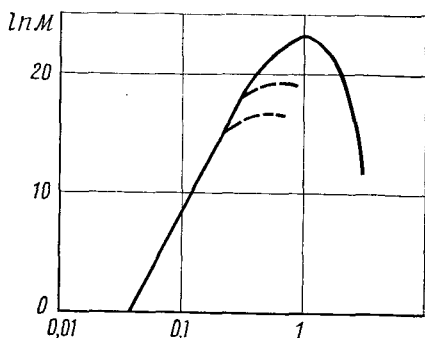


Рис. 7.9. Зависимость коэффициентов усиления ФЭУ от разности потенциалов между динодами $\frac{U_0}{nU_{\text{макс}}}$.

дов зависит от тока электронов, а коэффициент вторичной электронной эмиссии динодов и чувствительность фотокатода — от поверхностной плотности атомов цезия (или другого щелочного металла). Фотоумножители способны восстанавливать свой коэффициент усиления после отдыха (происходит диффузия атомов цезия на поверхность).

При резких изменениях среднего тока в фотоумножителях скачком меняется коэффициент усиления. Как медленные, так и скачкообразные изменения коэффициента усиления тем меньше, чем меньше средние токи в фотоумножителях. Более стабильны фотоумножители со сплавными динодами. Наибольшую стабильность имеют жалюзные фотоумножители.

Коэффициент усиления $\mathcal{M}$ зависит и от многих внешних причин: напряжения (см. рис. 7.9), температуры и напряженности магнитного поля. Поскольку $\mathcal{M}$ резко зависит от напряжения питания, то источники напряжения должны обладать высокой стабильностью. Если необходима стабильность $\mathcal{M}$ с точностью 0,5%, то постоянство напряжения должно быть с точностью, в $(n - U_0/U_m)$ раз большей (n — число каскадов усиления). В этом можно убедиться, дифференцируя (7.11). Коэффициент усиления фотоумножителей изменяется на $\pm 0,5\%$ при изменении температуры на 1°C . Магнитное поле оказывает сильное влияние на фотоумножители, в которых имеются фокусирующие электроды и производится фокусировка электронов с динода на динод. Магнитное поле Земли может влиять на фотоумножители, если они не экранированы. Жалюзные фотоумножители практически не чувствительны к магнитным полям вплоть до нескольких эрстед.

Устранение внешних причин, влияющих на стабильность коэффициента усиления ФЭУ, не представляет особых трудностей. Но в процессе физических измерений интенсивность излучения может изменяться, и это приведет к дрейфу коэффициента усиления, связанного с процессами утомления. В таких случаях применяют специальные схемы стабилизации с обратной связью. Идея одной из таких схем стабилизации заключается в сравнении двух токов. Фотокатод ФЭУ подсвечивают с помощью неоновой разрядной лампы, ток которой однозначно связан с яркостью ее свечения. Ток, идущий через неоновую разрядную лампу, сравнивают с током, проходящим через фотоумножитель, возникший от подсветки. Если меняется коэффициент усиления ФЭУ в силу каких-либо причин, то изменяется и соотношение между сравниваемыми токами. Это позволяет автоматически менять коэффициент усиления усилителя и тем самым компенсировать изменение коэффициента усиления фотоумножителя.

Шумы фотоумножителей. На выходе полностью затемненного фотоумножителя, находящегося под напряжением, всегда есть импульсы шума. Их появление обусловлено: 1) термоэлектронной эмиссией фотокатода и динодов; 2) флуктуацией тока утечки; 3) автоэлектронной (холодной) эмиссией; 4) ионной и оптической

обратными связями и 5) радиоактивностью. Наличие шумовых импульсов не позволяет регистрировать вспышки света малой интенсивности. Рассмотрим причины возникновения импульсов шума и оценим их величины.

При нормальной температуре с 1 см^2 сурьмяно-цезиевого фотокатода в результате термоэмиссии испускается около 10^5 электронов. Следовательно, на выходе ФЭУ будет примерно 10^6 имп/сек (если площадь фотокатода около 10 см^2) с амплитудой приблизительно Мэ/С . Конечно, это очень большое число импульсов, но их амплитуда оказывается малой в сравнении с амплитудами импульсов, возникающих при регистрации излучения, которую можно вычислить по (7.3).

Если принять конверсионные эффективности сцинтиллятора и фотокатода равными 5%, то одноэлектронный импульс на фотокатоде вызовет частица с энергией 1 кэв . Но электроны термоэмиссии появляются случайно во времени, поэтому имеется конечная вероятность появления нескольких электронов в заданном временном интервале. При регистрации излучения основная часть электронов появляется за время порядка времени высвечивания сцинтиллятора τ . Поэтому соотношение между шумовыми импульсами и импульсами, созданными излучением, будут существенно зависеть от времени высвечивания сцинтиллятора τ и конверсионных эффективностей сцинтиллятора и фотокатода. Оценим количество одно-, двух- и т. д. электронных импульсов для $\tau = 10^{-7} \text{ сек}$ при заданных выше условиях. Вероятность появления m электронов в интервале τ при их среднем числе $10^6 \text{ электрон/сек}$ определится [см. выражение (5.77)] следующим образом: $(0,4)^{m-1} e^{-0,4}/(m-1)!$. Таким образом, на выходе ФЭУ будет 10^6 имп/сек с амплитудой Мэ/С , 10^5 имп/сек с амплитудой 2 Мэ/С и т. д. С амплитудой 10 Мэ/С будет всего лишь 10^{-8} имп/сек . Но для $\tau = 10^{-6}$ импульсов с амплитудой 10 Мэ/С будет $0,5 \text{ имп/сек}$. Итак, скорость счета импульсов фона зависит от постоянной времени выхода ФЭУ и достаточно резко падает с ростом амплитуды.

Вклад в шумы ФЭУ термоэмиссии динодов меньше. Это связано, во-первых, с меньшей площадью динодов в сравнении с площадью фотокатодов и, во-вторых, с тем, что амплитуда импульса на аноде ФЭУ, созданная термоэлектроном с каждого последующего динода, уменьшается в σ раз. Кроме того, в ФЭУ со сплавными динодами их термоэмиссией вообще можно пренебречь, поскольку она во много раз меньше термоэмиссии фотокатода.

Импульсы шума возникают и за счет токов утечки. Сопротивление изоляции между анодом и другими электродами в ФЭУ при комнатной температуре $10^8 - 10^9 \text{ ом}$. При обычных $U_0 \approx 1 \div 2 \text{ кэ}$ ток утечки составляет $1 - 20 \text{ мка}$. Определим порядок величин импульсов шума, обусловленных флуктуацией тока утечки, считая, что дисперсия в числе зарядов в интервале времени τ равна числу зарядов. Тогда величина стандартного отклонения в числе

зарядов будет примерно равна $\sqrt{6 \cdot 10^{18}} \sqrt{\frac{U_0}{R}} \tau$. При токе $U_0/R = 20$ мка и $\tau = 10^{-6}$ сек это отклонение приблизительно равно 10^4 зарядов. Такие амплитуды импульсов становятся сравнимыми с импульсами шума, определенными термоэмиссией фотокатода, когда коэффициент усиления ФЭУ меньше или порядка 10^4 . При малых напряжениях на ФЭУ вклад импульсов шума, характеризуемых флуктуацией токов утечки, может быть определяющим, а при больших напряжениях основной вклад будут вносить импульсы от термоэлектронной эмиссии.

Вклад импульсов шума от холодной эмиссии может иметь значение лишь при высоких разностях потенциалов между динодами. Для холодной эмиссии необходимы напряженности электрического поля около 10^5 в/см. Такие поля могут возникать вблизи острых краев электродов.

Импульсы шума могут возникать в ФЭУ в результате ионной и оптической обратных связей. Протекающий в ФЭУ ток ионизует атомы оставшегося в колбе газа и паров цезия. Наибольшая плотность ионизации происходит вблизи анода, где ток наибольший. Ионы под действием поля ускоряются и тормозятся на электродах ФЭУ, создавая электроны, которые затем «размножаются» в динодной системе и создают импульсы. Это явление называют обратной ионной связью. Часть электронов после рассеяния на динодах может попасть в стеклянный корпус колбы и вызвать люминесценцию стекла. Фотоны люминесценции могут попасть на фотокатод и создать фотоэлектроны. В результате этого также появятся импульсы шума.

Явления обратной ионной и оптической связей тем более эффективны, чем больший ток протекает через ФЭУ. При больших коэффициентах усиления эти явления приводят к образованию так называемых сопровождающих импульсов, которые следуют после импульса, вызванного сцинтилляциями.

Наконец, импульсы шума больших амплитуд возникают в результате люминесценции стекла колбы фотоумножителя, возникающей под действием β -излучения радиоактивного изотопа K^{40} , входящего в состав стекла.

Распределение амплитуд импульсов шума удобно градуировать по величине импульсов, создаваемых излучением в определенном сцинтилляторе. При нормальной температуре число импульсов шума, регистрируемых в 1 мин, с амплитудой выше 10 кэв (в шкале амплитуд кристалла NaI) для разных фотоумножителей лежит в пределах от нескольких единиц до нескольких сот импульсов. При уменьшении порога дискриминации вдвое скорость счета импульсов шума вырастает примерно в 10 раз. Понижение температуры фотоумножителя приводит к уменьшению числа импульсов шума в основном в области амплитуд (в шкале кристалла NaI) ниже 10 кэв.

Число импульсов шума с амплитудой примерно выше 15 $\kappaэв$ не зависит от температуры. Это означает, что термоэмиссия вносит основной вклад в область амплитуд импульсов шума ниже 10 $\kappaэв$.

В современных ФЭУ проблема импульсов шума становится существенной при необходимости регистрировать излучение с энергией ниже 10 $\kappaэв$ с кристаллом NaI и около 60 $\kappaэв$ с кристаллом стильбен. Один из самых эффективных способов подавления шумов — соединение сцинтиллятора с двумя фотоумножителями, включенными в схему совпадений. Такая система позволяет выделять импульсы от сцинтилляций, возникших в кристалле от импульсов шума, так как импульсы шума в обоих ФЭУ, не коррелированные во времени, практически не будут регистрироваться схемой совпадения.

§ 7.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

7.4.1. Форма импульса сцинтилляционного счетчика

Форма импульса на выходе фотоумножителя определяется временным распределением фотонов сцинтилляций, сопротивлением, имеющимися в цепи динодов и анода, а также величинами междинодных емкостей. На форму импульса будут влиять также флуктуации числа образованных электронов на фотокатode, флуктуации во времени их прохождения через фотоумножитель, флуктуации коэффициента усиления фотоумножителя. Здесь, рассматривая форму импульса, пока будем пренебрегать флуктуациями, т. е. получим идеальную форму импульса. Влияние флуктуаций числа электронов и флуктуации их временного распределения будут обсуждены в следующих параграфах.

Схема включения фотоумножителя показана на рис. 7.10, а. Импульс можно снять с анода (сопротивление R_1) или динода (сопротивление R_2 в цепи последнего динода). Если сигнал снимают с анода, то он отрицательный при нулевой нагрузке в цепи дино-

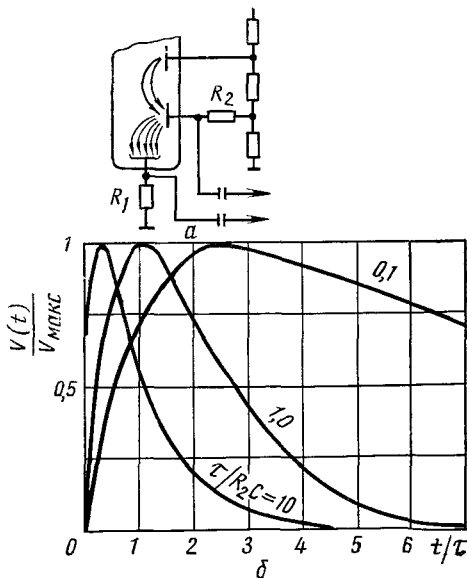


Рис. 7.10. Форма импульса сцинтилляционного счетчика при разных отношениях τ/R_2C .

дов ($R_2 = 0$). Сигнал с динода — положительный при нулевой нагрузке в цепи анода ($R_1 = 0$). Импульс на сопротивлении в цепи динода положительный потому, что электронов, приходящих на динод, меньше, чем электронов, испускаемых в направлении анода, из-за вторичной электронной эмиссии.

Рассмотрим, как зависит напряжение на сопротивлении в динодной цепи R_2 , в предположении, что в сцинтилляторе фотоны испускаются по экспоненциальному закону с временем высвечивания τ и вырывают из фотокатода n_0 электронов, а сопротивление в анодной цепи $R_1 = 0$. Очевидно, что

$$V(t) = \frac{1}{C} Q(t),$$

где C — эквивалентная емкость выхода фотоумножителя; $Q(t)$ — заряд в функции времени на этой емкости. Анодный ток ФЭУ с учетом сделанных выше замечаний будет иметь следующую временную зависимость:

$$i_a = \mathcal{M} \frac{n_0 e}{\tau} e^{-t/\tau}.$$

Этот ток будет заряжать конденсатор, скорость разрядки которого определяется постоянной $R_2 C$. Очевидно, что изменение заряда на конденсаторе емкостью C

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\mathcal{M} n_0 e}{\tau} e^{-t/\tau} - \frac{Q}{R_2 C}. \quad (7.13)$$

Здесь первый член — ток зарядки конденсатора, а второй — ток утечки заряда с конденсатора. Аналогичное уравнение и его решение в общем виде уже приводились в гл. 5 [см. уравнения (5.24) и (5.25)]. Решение (7.13) имеет следующий вид:

$$Q(t) = n_0 e \mathcal{M} \frac{R_2 C}{\tau - R_2 C} [e^{-t/\tau} - e^{-t/R_2 C}]. \quad (7.14)$$

Если $R_2 C \gg \tau$, то импульс за время порядка 5τ достигает своего максимального значения, равного $n_0 e \mathcal{M} / C$, а затем его величина спадает по экспоненте с постоянной $1/R_2 C$. Действительно, при этих условиях решение (7.15) можно рассмотреть в двух областях значений $t \ll R_2 C$ и $t \gg \tau$. При $t \ll R_2 C$

$$V(t) = \frac{n_0 e \mathcal{M}}{C} [1 - e^{-t/\tau}]$$

и при $t \gg \tau$

$$V(t) = \frac{n_0 e \mathcal{M}}{C} e^{-t/R_2 C}.$$

Таким образом, при $R_2C \gg \tau$ передний фронт импульса будет определяться временем высвечивания сцинтиллятора, а задний фронт — постоянной времени выхода фотоумножителя R_2C .

Если $\tau \gg R_2C$, то импульс достигает своего максимального значения за время порядка $5R_2C$, а спадает по экспоненте с постоянной τ , т. е. в этом случае передний фронт определяется постоянной R_2C , а задний — временем высвечивания кристалла τ . Максимальное значение амплитуды при этом пропорционально $\frac{n_0 e \mathcal{M}}{C} \cdot \frac{R_2C}{\tau}$.

Интересен случай, когда $\tau = R_2C$. Вынося за скобки (7.14) член $e^{-t/\tau}$, заменяя экспоненту в скобках первыми двумя членами разложения, получаем

$$V(t) = \frac{n_0 e \mathcal{M}}{C \tau} t e^{-t/\tau}. \quad (7.15)$$

При этом импульс достигает своего максимального значения в момент $t = \tau$ и равен $\frac{n_0 e \mathcal{M}}{2,71C}$.

В общем случае время, при котором амплитуда достигает своего максимального значения,

$$t^* = \ln \left(\frac{\tau}{R_2C} \right) \frac{\tau R_2C}{\tau - R_2C}, \quad (7.16)$$

а значение амплитуды в максимуме можно вычислить, подставляя (7.16) в (7.14).

На рис. 7.10, б показаны формы импульса сцинтилляционного счетчика при различных отношениях τ/R_2C . По оси ординат отложено отношение величины $V(t)/V(t^*)$, а по оси абсцисс — время в масштабе t/τ .

Найденные результаты (см. также рис. 7.10) показывают, что передний фронт импульса можно получить достаточно коротким при $R_2C < \tau$, но за счет потери в величине амплитуды в R_2C/τ раз. На самом деле длительность переднего фронта импульса будет ограничена временными флуктуациями различного происхождения, а также тем, что образование возбужденных состояний в сцинтилляторе происходит не мгновенно (10^{-10} — 10^{-11} сек).

Гораздо сложнее вычислить форму импульса в том случае, когда имеются нагрузки и в цепи анода, и в цепи последнего динода, т. е. при $R_2 \neq 0$ и $R_1 \neq 0$. Рассмотрим качественно случай, когда время высвечивания сцинтиллятора много меньше величин R_1C и R_2C , и последим за напряжением на динодной нагрузке R_2 . Импульс тока, вызванный сцинтилляцией, будет заряжать емкости динода и анода. Пусть через некоторое время $t_1 < \tau$ заряд на аноде будет равен Q_a . Если при этом окажется, что Q_a/C порядка разности потенциалов между анодом и послед-

ним динодом, то зарядка емкости анода практически прекратится, а в цепи динода ток изменит полярность. Поэтому $V(t)$ на диноде тоже может изменить знак (в зависимости от соотношения времени t_1/τ , разности потенциалов между анодом и последним динодом, величин R_1C_1 и R_2C_2) и импульс может быть биполярным. Очевидно, что при $R_1 \rightarrow \infty$ импульс напряжения на нагрузке в цепи последнего динода будет отрицательным; в этом случае последний динод выполняет функции анода.

7.4.2. Временные характеристики сцинтилляционного счетчика

Определим величину временного разрешения сцинтилляционных счетчиков, т. е. среднеквадратичный разброс в величине времени от момента попадания частицы в сцинтиллятор до момента, когда величина $V(t)$ достигает заданного значения. При этом будем считать, что заряженные частицы попадают в сцинтиллятор с одной и той же энергией. Величина среднеквадратичного разброса $\overline{\Delta t^2}$ моментов времени t , когда амплитуда импульса достигает определенного значения, будет обусловлена рядом независимых друг от друга процессов. Поэтому можно считать, что $\overline{\Delta t^2} = \sum \overline{\Delta t_i^2}$. Во-первых, вклад в величину $\overline{\Delta t^2}$ вносит статистический характер появления фотонов света в сцинтилляторе, эту величину обозначим $\overline{\Delta t_1^2}$. Во-вторых, время движения фотонов до катода фотоумножителя различно, поскольку фотоны образуются в разных местах сцинтиллятора и на катод могут попадать после нескольких рассеяний. Это также приведет к дисперсии времени $\overline{\Delta t_2^2}$. В-третьих, время движения электронов через фотоумножитель также имеет разброс $\overline{\Delta t_3^2}$. Наконец, следует принимать во внимание в некоторых случаях и флуктуацию времени возбуждения сцинтиллятора $\overline{\Delta t_4^2}$. Оценим величины $\overline{\Delta t_1^2}$ и $\overline{\Delta t^2}$.

Пусть в момент времени $t = 0$ в кристалле мгновенно возникает возбуждение, которое создает фотоны, вырывающие n_0 фотоэлектронов с катода ФЭУ. Если считать, что фотоны движутся до фотокатода одно и то же время, то электроны будут распределены во времени так же, как и фотоны. Поэтому среднее число электронов, появившихся с фотокатода за время t , будет равно

$$\bar{n} = n_0 (1 - e^{-t/\tau}), \quad (7.17)$$

где τ — время высвечивания сцинтиллятора.

Поскольку за время t в каждом импульсе может появиться различное число электронов, то это значит, что и время, за которое появится определенное число электронов, будет отличаться для разных импульсов. Согласно (7.17) даже в случае заданного (нефлуктуирующего) числа электронов n_0 за время t в каждом отдельном импульсе будет испускаться число электронов, отличающееся от $\bar{n}$. Другими словами, можно говорить о флуктуации интервалов

времени t около среднего значения. Из (7.17) видно, что в области наибольшей производной функции накопления электронов $n(t)$ разброс в интервалах времени t будет наименьшим по абсолютной величине. Действительно, считая n_0 постоянной величиной, получаем, что Δt пропорционально $(1 - e^{-t/\tau})^{1/2} e^{t/\tau}$. Поэтому наибольший интерес представляет область значений $t \ll \tau$. При этом (7.17) примет вид $\bar{n}(t) = \bar{n}_0 t / \tau$. Здесь величины $\bar{n}$ и t пропорциональны, и поэтому их дисперсии имеют следующую связь:

$$\overline{\Delta n^2} = \frac{n_0^2}{\tau^2} \overline{\Delta t_1^2} + \frac{t^2}{\tau^2} \overline{\Delta n_0^2}. \quad (7.18)$$

Дисперсия в величине $\bar{n}$ при $t/\tau \ll 1$ можно считать равной $\bar{n}$, поскольку средняя скорость появления электронов из фотокатода (при $t \ll \tau$) практически постоянна (см. гл. 2). Тогда, полагая дисперсию в полном числе электронов, вырывааемых из фотокатода, равной n_0 , получаем

$$\overline{\Delta t_1^2} = \frac{\bar{n} \tau^2}{n^2} \left(1 - \frac{\bar{n}}{n_0} \right) \approx \frac{\bar{n} \tau^2}{n_0^2}. \quad (7.19)$$

Таким образом, наименьшее значение $\overline{\Delta t_1^2}$ при заданном $\bar{n}$ будет у сцинтилляторов с большим световыходом и малым временем высвечивания.

Дисперсию времени пролета фотонов от места их образования до фотокатода можно оценить по следующему соотношению:

$$\overline{\Delta t_2^2} \sim t_0^2 \frac{\bar{n}}{n_0}, \quad (7.20)$$

где t_0 — среднее время движения фотонов до катода по кратчайшему расстоянию (без рассеяния). Для кристаллов умеренных размеров величиной $\overline{\Delta t_2^2}$ можно пренебречь. Однако если размеры сцинтилляторов и световодов достигают 30—50 см, то $\overline{\Delta t_2^2} \sim \overline{\Delta t_1^2}$ при $\tau \lesssim 10^{-8}$ сек.

Испускание каждого электрона с фотокатода приводит к появлению сгустка электронов на аноде. Поскольку электроны, появившиеся в результате вторичной электронной эмиссии на динодах, имеют разные энергии и проходят различные пути, то и время появления на аноде разных электронов сгустка различно.

Величина дисперсии $\overline{\Delta t_3^2}$ зависит от очень многих параметров (напряжения на ФЭУ, распределения напряжения между динодами, конструкции динодной системы). Довольно сложные расчеты позволяют выразить искомую величину через дисперсию $\overline{\Delta t_{\Phi}^2}$ тока на аноде фотоумножителя, который вызван одним электроном, испущенным фотокатодом, и дисперсию числа электронов

и, испускаемых фотокатодом за время t :

$$\overline{\Delta t_3^2} \approx \frac{\overline{\Delta t_\Phi^2}}{n}. \quad (7.21)$$

Величины $\overline{\Delta t_\Phi^2}$ определяют экспериментально. Для фотоумножителей специальной конструкции $\overline{\Delta t_\Phi^2} \approx 10^{-18} \text{ сек}^2$.

Величину $\overline{\Delta t_4^2}$ можно не принимать во внимание, если $\tau > 10^{-10} \text{ сек}$.

Наименьшие величины $\overline{\Delta t^2}$ будут для кристаллов малых размеров, используемых без световодов, так как в этом случае членом $\overline{\Delta t_2^2}$ можно пренебречь. Интересно оценить минимально возможную величину $\overline{\Delta t^2}$, полагая $\overline{\Delta t_2^2} = \overline{\Delta t_4^2} = 0$.

При $\bar{n} \ll n_0$ и $t \ll \tau_2$, $\overline{\Delta t^2}$ будет суммой двух величин:

$$\overline{\Delta t^2} = \frac{\bar{n}}{n_0^2} \tau^2 + \frac{\overline{\Delta t_\Phi^2}}{\bar{n}}. \quad (7.22)$$

Видно, что величина $\overline{\Delta t^2}$ в зависимости от $\bar{n}$ проходит через минимум, положение которого определяется свойствами сцинтиллятора и фотоумножителя (n_0 , τ и $\overline{\Delta t_\Phi^2}$). Дифференцируя (7.22) по $\bar{n}$ и приравнявая производную нулю, найдем, что $\overline{\Delta t^2}$ имеет минимум при $\bar{n}^2 = \frac{\overline{\Delta t_\Phi^2}}{\tau^2} n_0^2$.

После подстановки полученного значения $\bar{n}^2$ в (7.22) имеем $(\overline{\Delta t^2})_{\min} = 2\tau \sqrt{\overline{\Delta t_\Phi^2}/n_0}$. Для сцинтилляционного счетчика с данными τ и $\overline{\Delta t_\Phi^2}$ $(\overline{\Delta t^2})_{\min}$ тем меньше, чем больше n_0 . Учитывая, что $\bar{n} \geq 1$ (необходим по крайней мере один электрон, чтобы создать импульс), и принимая во внимание (7.22), получаем $\sqrt{\overline{\Delta t_\Phi^2}/\tau} \geq 1/n_0$. Поэтому наименьшее значение $(\overline{\Delta t^2})_{\min}$ будет при $\bar{n} = 1$, и тогда $(\overline{\Delta t^2})_{\min} \geq 2(\tau/n_0)^2$.

Последнее соотношение определяет физический предел величины $(\overline{\Delta t})^2$. Меньше указанного значения величина $(\overline{\Delta t})^2$ не может быть сделана никакими схемными решениями.

Минимальное значение $\overline{\Delta t^2}$ зависит от энергии излучения. Чем выше энергии частиц, тем лучшее разрешающее время можно получить для сцинтилляционного счетчика. Величины $\sqrt{\overline{\Delta t^2}}$ оказываются достаточно малыми. Так, для кристалла NaI при энергии регистрируемых частиц 1 Мэв $\sqrt{(\overline{\Delta t^2})_{\min}} \sim 5 \cdot 10^{-10}$, а для кристалла стибьбен при той же энергии частиц $\sqrt{(\overline{\Delta t^2})_{\min}} \sim 2 \cdot 10^{-11}$. В реальном случае $\bar{n}$ должно быть в несколько (5—10) раз больше единицы. Это связано с высоким уровнем импульсов шума малых

амплитуд, обусловленных термоэмиссией. Лучшее разрешающее время схем совпадений с жидкими сцинтилляторами около $3 \cdot 10^{-9}$ сек, вдвое больше у стильбена — примерно $6 \cdot 10^{-9}$ сек, для кристалла NaI(Tl) около $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Имеются в виду схемы совпадений, работающие в области 100%-ной эффективности регистрации совпадений.

7.4.3. Энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика

Амплитуда импульса пропорциональна числу электронов, приходящих на анод фотоумножителя [см. выражение (7.3)]. Пусть число электронов, приходящих на анод фотоумножителя, равно $n_e = n p \mathcal{M}$, где n — среднее число фотонов, испущенных сцинтиллятором; $\mathcal{M}$ — коэффициент усиления ФЭУ; p — вероятность того, что фотон, образовавшийся в сцинтилляторе, приведет к появлению электрона на первом диноде ФЭУ. Последняя величина — это произведение вероятности фотона попасть на фотокатод на вероятность фотоэффекта на фотокатоде, на вероятность попадания электрона на первый динод ФЭУ. Относительная среднеквадратичная флуктуация в величине импульса $\overline{\Delta V^2}/V^2$ связана с флуктуациями величин n , p и $\mathcal{M}$ следующим образом:

$$\frac{\overline{\Delta V^2}}{V^2} = \frac{D_n}{n^2} + \frac{D_p}{p^2} + \frac{D_{\mathcal{M}}}{\mathcal{M}^2} + \frac{D_n D_{\mathcal{M}}}{n^2 \mathcal{M}^2} + \frac{D_n D_p}{n^2 p^2} + \frac{D_p D_{\mathcal{M}}}{p^2 \mathcal{M}^2}. \quad (7.23)$$

При этом предполагается, что величины n , p и $\mathcal{M}$ статистически независимы. Относительная величина дисперсии в числе фотонов, испускаемых сцинтиллятором, в предположении, что они распределены по закону Пуассона, равна $1/n$. Рассмотрим дисперсию числа электронов на выходе фотоумножителя, если на первый динод попадает один электрон. Пусть $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_m$ — средние коэффициенты вторичной электронной эмиссии каждого каскада; $\overline{\Delta \sigma_1^2}, \overline{\Delta \sigma_2^2}$ и т. д. — дисперсии этих величин. Поскольку на k -й динод приходит в среднем $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{k-1}$ электронов, то среднеквадратичное отклонение в числе испускаемых электронов с k -го динода равно $\sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_{k-1} \overline{\Delta \sigma_k^2}$. Чтобы найти среднеквадратичное отклонение в числе электронов на последнем электроде ФЭУ, необходимо взять сумму среднеквадратичных отклонений на каждом диноде. Если n_e — среднее число электронов на последнем электроде ФЭУ, то

$$\overline{\Delta n_e^2} = \overline{\Delta \sigma_1^2} \sigma_2^2 \dots \sigma_m^2 + \sigma_1^2 \overline{\Delta \sigma_2^2} \sigma_3^2 \dots \sigma_m^2 + \dots + \sigma_1^2 \sigma_2^2 \dots \sigma_{m-1}^2 \overline{\Delta \sigma_m^2}. \quad (7.24)$$

Или, учитывая, что коэффициент усиления фотоумножителя $\mathcal{M} = \sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_m$, получаем

$$\overline{\Delta n_e^2} = \mathcal{M}^2 \left[\frac{\overline{\Delta \sigma_1^2}}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_1} \cdot \frac{\overline{\Delta \sigma_2^2}}{\sigma_2^2} + \dots + \frac{1}{\sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_{m-1}} \frac{\overline{\Delta \sigma_m^2}}{\sigma_m^2} \right]. \quad (7.25)$$

Из этого выражения следует, что наибольший вклад в $\overline{\Delta n_e^2}$ вносит флуктуация числа электронов, испускаемых первым динодом. Поэтому (7.25) можно упростить, пренебрегая отличиями в коэффициентах вторичной электронной эмиссии разных динодов и полагая $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \dots = \sigma_m$ и $\overline{\Delta \sigma_1^2} = \overline{\Delta \sigma_2^2} = \dots = \overline{\Delta \sigma_m^2}$. Обычно величины $\sigma \sim (2 \div 4)$, а $m \approx 10$, поэтому

$$\overline{\Delta n_e^2} = \mathcal{M}^2 \frac{\overline{\Delta \sigma_1^2}}{\sigma_1^2} \left[1 + \frac{1}{\sigma_1} + \frac{1}{\sigma_1^2} + \dots + \frac{1}{\sigma_1^m} \right] = \mathcal{M}^2 \frac{\overline{\Delta \sigma_1^2} \sigma_1}{\sigma_1^2 (\sigma_1 - 1)}. \quad (7.26)$$

Дисперсия коэффициента вторичной электронной эмиссии обычно порядка σ . Из (7.26) следует, что среднеквадратичное отклонение в числе электронов на аноде, вызванных попавшим на первый динод одним электроном, весьма значительно. Так, при $\sigma_1 = 3$, $\overline{\Delta \sigma_1^2} = 3$ $\overline{\Delta n_e^2} = 0,5 \mathcal{M}^2$ или $\overline{\Delta n_e^2} / n_e^2 = 1/2$. Флуктуации коэффициента усиления фотоумножителя будут зависеть от числа электронов, попадающих на первый динод. Для одноэлектронного импульса, поскольку $n_e = \mathcal{M}$ и $\overline{\Delta n_e^2} = \overline{\Delta \mathcal{M}^2}$,

$$\left(\frac{D_M}{\mathcal{M}^2} \right)_1 = \left(\frac{\overline{\Delta \mathcal{M}^2}}{\mathcal{M}^2} \right)_1 = \frac{1}{\sigma_1 - 1}. \quad (7.27)$$

Если на первый динод попадает в среднем np электронов, то $n_e = np\mathcal{M}$, а поскольку дисперсия суммы равна сумме дисперсий слагаемых, т. е. $\overline{\Delta n_e^2} = np \frac{\mathcal{M}^2}{\sigma_1 - 1}$, получаем

$$\left(\frac{D_M}{\mathcal{M}^2} \right)_{np} = \left(\frac{\overline{\Delta \mathcal{M}^2}}{\mathcal{M}^2} \right)_{np} = \frac{1}{np} \cdot \frac{1}{\sigma_1 - 1}. \quad (7.28)$$

Учитывая соотношения для D_M и D_n и пренебрегая членами более высокого порядка малости, преобразуем (7.23) к виду

$$\frac{\overline{\Delta V^2}}{V^2} = \frac{1}{np(\sigma_1 - 1)} + \frac{D_p}{p^2}. \quad (7.29)$$

При получении (7.29) считалось, что $n > 20$, $p \leq 0,05$ и $D_p/p^2 \ll 1$. Таким образом, относительную величину дисперсии распределения амплитуд импульсов можно представить в виде двух членов. Первый из них зависит от числа фотонов в сцинтилляторе, т. е. от энергии излучения, а второй определяется флуктуациями в конверсионной эффективности фотокатода, флуктуациями вероятности попадания фотонов на фотокатод, флуктуациями вероятности сбора электронов на первый динод.

Величина D_p/p^2 существенно зависит от качества изготовления фотоумножителя (особенно от того, насколько одинакова конвер-

сионная эффективность фотокатода в различных точках, насколько эффективен сбор электронов на первый динод, каково качество соединения кристалла с фотоумножителем, качество и равномерность отражателя и т. д.). Распределение амплитуд импульсов около своего среднего значения хорошо аппроксимируется распределением Гаусса (это было показано многими измерениями). Тогда, полагая, что энергии частицы и амплитуда импульса пропорциональны, выразим (см. гл. 4) энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика через дисперсию

$$\eta^2 = \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 = (2,36)^2 \frac{\overline{\Delta V^2}}{\bar{V}^2} = (2,36)^2 \left(\frac{D_p}{p^2} + \frac{1}{np} \frac{1}{(\bar{\sigma}_1 - 1)} \right). \quad (7.30)$$

Обозначая первый член величиной δ^2 и замечая, что n связано с энергией частицы, получаем

$$\eta^2 = \delta^2 + \frac{C_1}{E}, \quad (7.31)$$

где $C_1 = (2,36)^2 \frac{\bar{h\nu}}{C_{\text{ЕФ}}} \cdot \frac{1}{\bar{\sigma} - 1} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{\bar{h\nu}}{C_{\text{ЕФ}}}$ — энергия, затрачиваемая заряженной частицей в сцинтилляторе на создание одного фотона. Отношение $\bar{h\nu}/C_{\text{ЕФ}}$ это отношение средней энергии фотонов люминесценции к конверсионной эффективности сцинтиллятора.

Полученная зависимость энергетического разрешения сцинтилляционных счетчиков от энергии заряженных частиц достаточно хорошо подтверждается на опыте. Оценим постоянную C_1 . Для кристаллов NaI (Гл) на создание одного фотона сцинтилляций заряженная частица (электрон) затрачивает 30—50 эв. Величина p по порядку величин составляет около 5% (конверсионная эффективность фотокатода не лучше 0,1; потери света; потери электронов при сборе на первый динод). Принимая $\bar{\sigma} = 3$, получаем $C_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ Мэв. Для очень хороших сцинтилляционных счетчиков величина C_1 может достигать $(1,5) \cdot 10^{-3}$ Мэв, а величина $\delta^2 \sim 2 \cdot 10^{-4}$.

При таких значениях C_1 и δ^2 энергетическое разрешение η для энергии 1 Мэв приблизительно равно 4,5%. При регистрации γ -квантов зависимость энергетического разрешения от энергии в виде (7.30) имеет место в области энергий до 1,5—2 Мэв.

В области больших значений энергий γ -квантов флуктуации в числе фотонов люминесценции и флуктуации в коэффициенте усиления умножителя не имеют уже основного значения. Здесь становится существенной утечка излучения из кристалла. Действительно, при регистрации γ -квантов электроны могут образовываться близко от поверхности кристалла и выходить из кристалла, теряя часть своей энергии вне сцинтиллятора. Это приведет к появлению импульсов меньших амплитуд. Такой эффект имеет особенно большое значение в тех случаях, когда фотон поглощает-

ся в кристалле за счет многих последовательных взаимодействий с электронами. Этот эффект оказывается существенным даже для кристаллов больших размеров. Так, в кристалле диаметром 125 и длиной 200 мм при энергии γ -квантов около 4 Мэв вклад в энергетическое разрешение за счет утечек излучения из кристалла составляет около 5%, а при энергии γ -квантов, равной 10 Мэв, этот вклад достигает примерно 8%. В то же время статистические флуктуации для указанных энергий равны соответственно 4 и 2%.

Энергетическое разрешение сцинтилляционных счетчиков, как видно из проведенных оценок и примеров, не является хорошим. С лучшим по световыходу кристаллом NaI(Tl) можно получать $\eta \approx 14\%$ при энергиях электронов около 100—150 кэв. В области энергий выше 2—4 Мэв лучшее достигнутое энергетическое разрешение составляет около 4—5%. Для других кристаллов энергетическое разрешение будет хуже, поскольку их конверсионная эффективность меньше. В стильбене, например, при регистрации протонов величину энергетического разрешения можно оценить по $\eta \sim 15/\sqrt{E_p} \%$, где E_p — энергия протонов, Мэв.

7.4.4. Амплитудное распределение импульсов при регистрации γ -квантов и нейтронов

Сцинтилляционные счетчики широко используются для измерения энергетического распределения излучения. Функция отклика $G(E, V)$ для заряженных частиц представляет собой распределение, близкое к распределению Гаусса, относительная ширина которого на половине высоты определяется энергетическим разрешением η . При регистрации γ -квантов и нейтронов функция отклика $G(E, V)$ приобретает более сложный вид. [Функцию $G(E, V)$ часто еще называют формой линии прибора.] При этом возникает неоднозначная связь между энергией γ -кванта (или нейтрона) и амплитудой импульса, что связано с зависимостью энергии электрона отдачи (или протона отдачи) от угла вылета. На рис. 6.14 показаны формы линии сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI(Tl) и полупроводникового счетчика. Как видно, в обоих случаях амплитудное распределение состоит из непрерывного распределения и четко выраженных максимумов. В гл. 6 уже достаточно подробно обсуждались причины возникновения максимумов и непрерывного распределения импульсов по амплитудам. Здесь необходимо лишь подчеркнуть, что пик полного поглощения (фотопик) в сцинтилляционных счетчиках обычно имеет большую площадь и при энергиях γ -квантов выше 1 Мэв в основном определен эффектами многих взаимодействий γ -квантов в кристалле.

Многократное взаимодействие γ -квантов в кристалле имеет тем большую вероятность, чем больших он размеров. В результате многократного взаимодействия γ -квантов в сцинтилляторе (в различных его частях) образуются электроны отдачи, которые впоследствии вызывают сцинтилляционный процесс. Так как время

образования электронов обычно мало в сравнении с временем высвечивания сцинтилляторов τ , то можно считать, что создаются единая световая вспышка и единый импульс на выходе сцинтилляционного счетчика. Действительно, скорость γ -квантов около $3 \cdot 10^{10}$ см/сек, поэтому их время жизни в сцинтилляторе по порядку величин равно $3 \cdot 10^{-11} l$ сек, где l — или размер сцинтиллятора, или средний свободный пробег γ -кванта в сцинтилляторе, если размер сцинтиллятора больше среднего свободного пробега γ -кванта. Для NaI(Tl) больших размеров ($l \approx 10$ см) время образования электронов отдачи около $3 \cdot 10^{-10}$ сек, т. е. в тысячу раз меньше τ . Время высвечивания самых быстрых жидких сцинтилляторов примерно 3×10^{-9} сек, а пробег γ -кванта в жидких сцинтилляторах около 30 см. И в этом случае время образования электронов отдачи оказывается меньше, чем τ .

Функции отклика, приведенные на рис. 6.14 и 7.11, являются типичными для многих неорганических кристаллов, в состав которых входят элементы с большими входными номерами. Функция $G(E, V)$ при регистрации γ -квантов с помощью органических кристаллов представляет собой непрерывное распределение, на фоне которого имеется лишь один слабый максимум, если энергия γ -квантов превышает 3—4 Мэв. Такой вид формы линии понятен, если при-

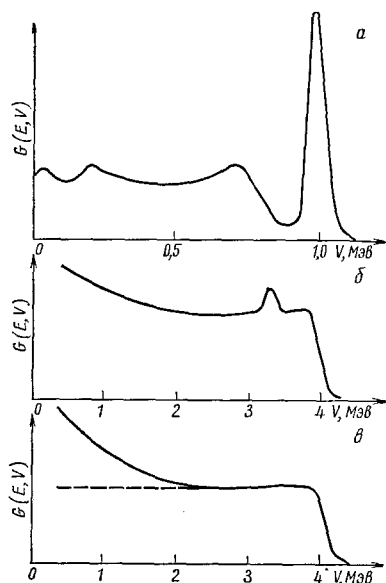


Рис. 7.11. Функции отклика:

а — кристалл NaI(Tl), γ -кванты с энергией 1 Мэв; б — кристалл стильбена, γ -кванты с энергией 4,5 Мэв; в — кристалл стильбена, нейтроны с энергией 4 Мэв (пунктир — функция в шкале энергии протонов отдачи).

нять во внимание, что γ -кванты в органических соединениях взаимодействуют с электронами в основном в результате комптон-эффекта. Вероятность фотоэффекта даже для γ -квантов с энергией 25 кэв на электронах атома углерода равна приблизительно вероятности комптон-эффекта, а при энергии 50 кэв вероятность фотоэффекта приблизительно в 20 раз меньше вероятности комптоновского рассеяния. Таким образом, органические кристаллы — практически чистые комптоновские рассеиватели. На рис. 7.11, б показана функция $G(E, V)$ для кристалла стильбена диаметром и высотой 30 мм, облучаемого γ -квантами с энергией 4,45 Мэв. Граница функции $G(E, V)$ соответствует γ -квантам, претерпевшим рассеяние на 180° . Небольшой максимум обязан эффекту образования пар. Второго и третьего максимумов парного

эффекта в распределении не наблюдается, поскольку вероятность поглощения аннигиляционных γ -квантов мала. Форма линии мало похожа на спектр электронов отдачи при однократном рассеянии γ -квантов (см. гл. 3), хотя кристалл, для которого получена функция $G(E, V)$, малых размеров, и вероятность многократного рассеяния мала. Дело в том, что здесь велика вероятность выхода комптоновских электронов за пределы кристалла, поскольку пробеги электронов в органическом кристалле с энергией 3—4 $Mэв$ составляют 1,5—2,0 см. Поэтому в представленном на рис. 7.11 спектре амплитуд импульсов много импульсов с малыми амплитудами по сравнению с расчетным спектром электронов отдачи (гл. 3).

Рассмотрим теперь вид функции $G(E, V)$ при регистрации нейтронов. В неорганических кристаллах типа $NaI(Tl)$ нейтроны будут упруго и неупруго рассеиваться на ядрах, поглощаться. Это основные процессы в области энергий нейтронов до нескольких мегаэлектронвольт. Ядра отдачи Na и I получают очень малую долю энергии нейтронов. Кроме того, плотность ионизации для ядер Na и I велика, и поэтому конверсионная эффективность в этом случае будет много меньше, чем для электронов. Следовательно, амплитуды импульсов, созданные ядрами отдачи, будут очень небольшими. Так, ядро отдачи натрия при энергии нейтрона 3 $Mэв$ сможет получить энергию не более 0,3 $Mэв$. Конверсионная эффективность для ядер натрия меньше, чем для электронов, по крайней мере в 5 раз. Следовательно, максимальные импульсы, созданные ядрами отдачи натрия, будут эквивалентны импульсам от электронов с энергией ≤ 50 $кэв$.

В результате неупругого рассеяния нейтронов и их радиационного захвата (главным образом ядрами I) появятся γ -кванты, которые создадут в результате взаимодействий электроны отдачи, а последние создадут импульсы на выходе фотоумножителя. Таким образом, нейтроны в таких кристаллах будут регистрироваться в результате двух последовательных взаимодействий — сначала нейтронов с ядрами и затем γ -квантов с электронами. Функция отклика $G(E, V)$ в этом случае практически не будет зависеть от энергии нейтронов, а будет определяться спектром γ -квантов радиационного захвата и неупругого рассеяния.

Регистрация нейтронов оказывается эффективной в органических сцинтилляторах, где люминесценция происходит под действием протонов отдачи. На рис. 7.11 показана функция $G(E, V)$, измеренная с кристаллом стильбеном и нейтронами энергии 4,0 $Mэв$. Протоны отдачи, как это уже было показано в гл. 3, от моноэнергетических нейтронов распределены по энергиям равномерно. Функция $G(E, V)$ отличается от такого распределения. Это связано, во-первых, с нелинейной зависимостью амплитуды импульса от энергии протонов (см. рис. 7.5), во-вторых, с конечной величиной энергетического разрешения сцинтилляционного счетчика. Кроме того, в кристалле, хотя и с малой вероятностью, происходят многократные соударения нейтронов, что приводит

к появлению пологого максимума вблизи границы распределения $G(E, V)$, который более четко проявляется при меньших энергиях нейтронов. Пунктиром на рис. 7.11, *в* показана функция отклика в масштабе энергий протонов отдачи $G(E, E_p)$. В этом случае $G(E, E_p)$ очень близка к расчетному спектру протонов отдачи.

В случае энергий нейтронов, более высоких (~ 15 Мэв), в функцию отклика вносят заметный вклад другие процессы. Главный из них: ядра отдачи углерода создают импульсы сравнительно малых амплитуд, поскольку для них конверсионная эффективность меньше, чем для протонов.

В заключение опишем функцию $G(E, V)$ для кристалла Li^6I , облучаемого нейтронами низких энергий. Для нейтронов низких энергий основной процесс взаимодействия в кристалле — это реакция $\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$. Кинетические энергии α -частицы и тритона равны сумме энергии реакции (4,78 Мэв) и энергии нейтрона. Пока энергии нейтрона малы (в 15—20 раз меньше) по сравнению с энергией реакции, форма линии представляет собой распределение Гаусса с относительной шириной на полувысоте около 10%, положение которого не зависит от энергии поглощаемых нейтронов. Таким образом, с помощью амплитудной селекции можно избирательно регистрировать нейтроны, избавляясь в значительной степени от импульсов, созданных γ -квантами.

7.4.5. Эффективность сцинтилляционных счетчиков

Эффективность сцинтилляционных счетчиков можно сравнительно просто и с достаточной для многих приложений точностью рассчитать. Рассмотрим сцинтиллятор в виде цилиндра, на продолжении оси которого находится источник моноэнергетических γ -квантов. По определению, эффективность есть отношение числа зарегистрированных импульсов к числу частиц, попавших в детектор. Число квантов, попавших в кристалл, определится величиной телесного угла, ограниченного углом Θ_0 (рис.

$$7.12), \text{ т. е. } \frac{A}{2} \int_0^{\Theta_0} \sin \Theta \, d\Theta \text{ квант}$$

тов попадет в сцинтиллятор, где

A — число квантов, испускаемых источником по всем направлениям. Вероятность регистрации фотона, движущегося в направлении Θ , равна $[1 - \exp(-l(\Theta)\mu)]$, где l — путь кванта в сцинтилляторе; μ — полный линейный коэффициент ослабления γ -квантов в веществе сцинтиллятора. Очевидно, что для указанной геометрии эффективность запишется

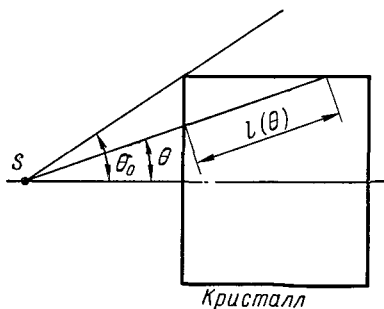


Рис. 7.12. К расчету эффективности сцинтилляционного счетчика.

В следующем виде:

$$\varepsilon_d = \frac{\frac{A}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Theta_0} (1 - e^{-\mu(\Theta)}) \sin \Theta d\Theta}{\frac{A}{2} \int_0^{\Theta_0} \sin \Theta d\Theta}. \quad (7.32)$$

Заметим, что

$$\varepsilon_d = \int_0^{V_{\text{макс}}} G(E, V) dV.$$

Полученная величина эффективности завышена, поскольку у регистрирующей системы имеется порог срабатывания B_V . С учетом этого порога эффективность регистрации

$$\varepsilon_d' = \int_{B_V}^{V_{\text{макс}}} G(E, V) dV, \quad (7.33)$$

откуда следует, что для определения реальной эффективности регистрации необходимо знать $G(E, V)$. В то же время расчет ε_d можно произвести всегда достаточно уверенно, поскольку величины $\mu(E)$ известны с точностью $1 \div 1,5\%$, а размеры кристалла и его плотность также можно определить с необходимой точностью. Что касается расчета $G(E, V)$, то это оказывается очень сложной задачей. Расчет эффективности регистрации нейтронов по ядрам отдачи водорода проводится аналогичным образом.

При регистрации γ -квантов сцинтилляционными счетчиками с неорганическими кристаллами часто используют понятие эффективности по фотопику. Функция $G(E, V)$ для неорганических кристаллов и энергий γ -квантов ниже $4\text{--}5 \text{ Мэв}$ обычно имеет четко выраженный пик полного поглощения (фотопик). Эффективность по фотопику определяется как отношение числа импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения (фотопике), к числу квантов, попавших в кристалл. На рис. 7.11, а показана функция $G(E, V)$ для кристалла NaI(Tl) и γ -квантов с энергией $1,12 \text{ Мэв}$. Обозначая площадь под фотопиком S_Φ , а всю площадь под функцией $G(E, V)$ величиной S , получаем

$$\varepsilon_\Phi = \varepsilon_d \frac{S_\Phi}{S}, \quad (7.34)$$

где ε_Φ — эффективность по фотопику.

Эффективность сцинтилляционных счетчиков к γ -квантам и нейтронам оказывается довольно большой. Так, для кристалла

NaI(Tl) диаметром и высотой 40 мм для параллельного пучка γ -квантов с энергией 5 Мэв $\epsilon_d \approx 0,35$, а для γ -квантов с энергией 0,5 Мэв $\epsilon_d \approx 0,7$. Отношение S_{ϕ}/S для такого кристалла при энергии γ -квантов 4,5 Мэв составляет примерно 0,2, а при энергии 0,66 Мэв — около 0,5.

Эффективность регистрации нейтронов с энергией 10 Мэв кристаллом стильбена высотой и диаметром 30 мм составляет около 10%. При энергии нейтронов 1 Мэв $\epsilon_d \approx 0,45$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Атомиздат, 1961.
2. Чечик Н. О., Файнштейн С. М., Лифшиц Т. М. Электронные умножители. М., Перев. с англ. 1957.
3. Биркс Д. Сцинтилляционные счетчики. Гостехиздат. М., Изд-во иностр. лит., 1955.

Глава 8

ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

К трековым приборам относят устройства, в которых заряженные частицы в результате взаимодействия изменяют состояние вещества детектора таким образом, что делают видимыми следы (треки) заряженных частиц. В пересыщенном паре при определенных условиях ионы являются центрами конденсации и на них вырастают капельки жидкости, видимые невооруженным глазом. Это явление — конденсация пара на ионах — положено в основу работы камер Вильсона. В перегретой жидкости ионы являются центрами кипения. Заряженные частицы в такой жидкости оставляют след в виде цепочки газовых полостей (пузырьков). На этом явлении и основана работа пузырьковых камер. В фотопластинках заряженные частицы в результате ионизации создают центры проявления. Таким образом, образуется скрытое изображение трека, которое после проявления становится видимым. Сравнительно недавно появились новые трековые приборы — искровые камеры. В них электрический пробой между электродами происходит вдоль направления движения заряженной частицы, что позволяет определить направление движения частицы и ее координаты.

Трековые приборы не только регистрируют акт прохождения заряженной частицы, но и определяют некоторые ее характеристики по плотности ионизации, по величине пробега, по числу δ -электронов. Возможности трековых приборов значительно увеличиваются, если их помещают в магнитное поле. В этих случаях измерение радиуса кривизны трека дает дополнительную информацию о заряде, импульсе, массе заряженной частицы.

§ 8.1. КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

8.1.1. Физические основы работы камеры

Пересыщение. Если в паро-газовой смеси давление паров выше давления насыщенных паров при данной температуре, то такое состояние пара называется пересыщенным. Величина пересыщения S определяется как отношение плотности пересыщенного пара (в данный момент) к плотности насыщенных паров при той же температуре. Пересыщенное состояние пара можно получить при быстром увеличении объема. Пересыщенное состояние пара не стабильно и при наличии центров конденсации происходит переход части пара в жидкую фазу, пока давление не достигнет давления насыщенных паров.

Оказалось, что центрами конденсации при низких пересыщениях являются частицы пыли. Обычно в воздухе содержатся частицы пыли, размеры которых лежат в пределах 10^{-4} — 10^{-6} см. Такие частицы — центры конденсации, если имеются весьма малые пересыщения (1,00—1,12). В 1899 г. Вильсон обратил внимание на то, что в паро-газовой смеси, очищенной от пыли, конденсация происходит при пересыщениях $S > 4$, если рядом с объемом поместить источник ионизирующего излучения. Несколько позднее Дж. Дж. Томсон показал, что центры ионизации в данном случае — ионы. И наконец, при $S > 8$ во всем объеме камеры образуется туман, плотность которого тем больше, чем больше величина пересыщения. В этом случае конденсация происходит и без ионизирующего излучения. Таким образом, если создается пересыщенное состояние при $4 < S < 8$, центрами конденсации могут быть ионы. Это явление и было использовано Вильсоном для создания камеры, в которой за счет расширения создается метастабильное пересыщенное состояние. При прохождении заряженной частицы образуются ионы, на которых и происходит конденсация, т. е. вырастают капельки жидкости, которые фотографируются. Такая камера позволяет сфотографировать след (трек), оставленный заряженной частицей.

Величина пересыщения зависит от конкретных свойств пара и газа (температуры, давления, теплоемкости) и особенно от изменения объема при расширении. Найдем связь между этими величинами. Для этого рассмотрим объем $\mathcal{V}_1$, в котором имеется пар при давлении p_1 и газ при давлении p_g . Пусть эта паро-газовая смесь находится при температуре T_1 такой, что давление p_1 соответствует давлению насыщенных паров. Тогда по закону Клайперона величины p_1 , $\mathcal{V}_1$ и T_1 связаны между собой следующим образом:

$$p_1 \mathcal{V}_1 = \frac{M_1}{M} R T_1, \quad (8.1)$$

где M_1 — масса пара в объеме $\mathcal{V}_1$; M — его грамм-молекулярный вес; R — газовая постоянная.

Увеличим мгновенно объем $\mathcal{V}_1$ до величины $\mathcal{V}_2$. Поскольку температура при адиабатическом расширении упадет, то пар окажется пересыщенным, а это состояние неустойчиво. Такое состояние можно описать следующим уравнением:

$$p'_2 \mathcal{V}_2 = \frac{M_1}{M} R T'_2. \quad (8.2)$$

После конденсации изменятся масса пара, его давление и температура газовой смеси. Это уже устойчивое состояние после конденсации охарактеризуем следующим соотношением:

$$p_2 \mathcal{V}_2 = \frac{M_2}{M} R T_2. \quad (8.3)$$

Поскольку предполагается адиабатическое расширение, то температуру паро-газовой смеси после расширения можно найти, используя закон Пуассона:

$$T_1 \mathcal{V}_1^{(\gamma-1)} = T_2 \mathcal{V}_2^{(\gamma-1)}. \quad (8.4)$$

Здесь γ — отношение теплоемкостей газовой смеси $\left(\gamma = \frac{C_p}{C_{\mathcal{V}}}\right)$, которое можно определить, зная парциальные давления газа p_g и пара p и их отношения удельных теплоемкостей γ_g и γ_n

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_g - 1} \cdot \frac{p_g}{p_g + p} + \frac{1}{\gamma_n - 1} \cdot \frac{p}{p_g + p}. \quad (8.5)$$

Как уже было отмечено выше, пересыщение $S = M_1/M_2$. Определяя M_1 и M_2 из (8.1) и (8.3), запишем величину пересыщения в виде

$$S = \frac{p_1 \mathcal{V}_1}{T_1} \cdot \frac{T_2}{p_2 \mathcal{V}_2}. \quad (8.6)$$

Удобно связать величину пересыщения с расширением, которое определим как

$$(1 + \Delta \mathcal{V}) = \frac{\mathcal{V}_2}{\mathcal{V}_1} = 1 + \frac{\mathcal{V}_2 - \mathcal{V}_1}{\mathcal{V}_1}. \quad (8.7)$$

Обычно камеры Вильсона работают при небольших $\Delta \mathcal{V}$, поэтому можно пренебречь разностью температур T_2 и T'_2 и считать, что $T_2 \approx T'_2$. Малая разность температур T_2 и T'_2 связана с тем, что изменение температуры от T'_2 до T_2 происходит за счет конденсации пара, масса которого много меньше массы газа.

Тогда, заменяя в (8.6) T_2 на T'_2 и используя (8.4), получаем

$$S = \frac{p_1}{p_2} [1/(1 + \Delta \mathcal{V})]^\gamma. \quad (8.8)$$

Эта зависимость пересыщения пара от расширения и давлений p_1 и p_2 в неявном виде зависит от свойств газа и пара, их парциальных давлений, начальной температуры. Поэтому по (8.8) трудно определить зависимость S от $(1 + \Delta\mathcal{V})$ или от γ при одинаковых начальных условиях. В связи с этим для дальнейшего анализа воспользуемся подходящей эмпирической зависимостью давления насыщенных паров от температуры. Например, давление насыщенных паров воды в области температур 250–350° К можно представить в виде $\lg p \approx (0,0293 T - 7,38)$. Используя эту эмпирическую зависимость и заменяя T_1/T_2 по (8.4), получаем зависимость пересыщения паров воды от расширения, начальной температуры и отношения теплоемкостей паро-газовой смеси в следующем виде:

$$S = \left(\frac{1}{1 + \Delta\mathcal{V}} \right)^{\gamma} e^{0,0293 T_1 \left\{ 1 - \left(\frac{1}{1 + \Delta\mathcal{V}} \right)^{\gamma-1} \right\}}, \quad (8.9)$$

или при малых значениях $\gamma\Delta\mathcal{V}$ и $T_1 = 300^\circ \text{ К}$,

$$S \approx (1 - \gamma\Delta\mathcal{V}) \exp[8,79\Delta\mathcal{V}(\gamma - 1)].$$

Из приведенных соотношений видно, что при заданных начальных условиях пересыщение тем больше, чем больше расширение. Правда, $S(\Delta\mathcal{V})$ имеет максимум, но его положение при $\gamma \approx 1,3$ и $T \approx 300^\circ \text{ К}$ лежит при очень больших, не представляющих интереса значениях $\Delta\mathcal{V}$ (около 5 ÷ 6).

Есть одно очевидное требование при конструировании камеры. Желательно, чтобы необходимое пересыщение в камере наступало при возможно меньших расширениях. Чем меньше расширение, тем меньше нагрев камеры при сжатии и тем меньше турбулентные движения газа и, следовательно, лучше качество трека. При малых расширениях можно избежать целого ряда трудностей в изготовлении системы механического привода.

С точки зрения этого требования рассмотрим более подробно перечисленные выше зависимости. В табл. 8.1 показаны дости-

Таблица 8.1

Зависимость пересыщения от природы газа

Газ	Пар	γ_g	$T_2, ^\circ\text{К}$	$p_1,$ мм. рт. ст.	$p_2,$ мм. рт. ст.	S
Аг	H ₂ O	1,66	253	17,5	0,77	15,6
Воздух	H ₂ O	1,40	267	17,5	2,97	4,2
СО ₂	H ₂ O	1,31	273	17,5	4,68	2,8
Воздух	C ₂ H ₅ ОН	1,37	270	44,0	3,41	3,41

гаемые пересыщения при одном и том же расширении, равном 1,25. Начальное давление во всех случаях равно 1,5 атм, началь-

ная температура 293°K . Из данных, приведенных в табл. 8.1, видно, что применение одноатомных газов предпочтительнее, поскольку для них γ больше. Так, в камере со смесью аргон — пары воды при расширении 1,25 получается пересыщение почти в 4 раза больше, чем в смеси воздух — пары воды при том же расширении. (Для камеры со смесью аргон — пары воды для достижения пересыщения 4,2 требуется расширение, равное 1,10.) Для получения одинаковых пересыщений в системах воздух — пары спирта и воздух — пары воды потребуются различные расширения. В последнем случае необходимое расширение меньше. Это объясняется тем, что давление паров спирта при одинаковых температурах больше давления паров воды, а $\gamma_{\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}} = 1,13$ меньше, чем $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 1,30$. Действительно [см. (8.5)], отношение теплоемкостей газовой смеси γ для случая воздух — пары воды будет всегда больше, чем для случая смеси воздух — пары спирта, поэтому [см. (8.9)] при одинаковых T_1 для получения заданного S в смеси воздух — пары воды необходимы меньшие значения ΔT .

Пересыщение в камере при прочих равных условиях зависит от давления неконденсирующегося газа. Чем выше давление газа, тем больше величина γ , поскольку $\gamma_{\text{п}}$ для пара всегда меньше, чем $\gamma_{\text{г}}$ для газа с одно- и двухатомными молекулами. Это легко показать, анализируя (8.5). Следовательно, чем выше давление газа, тем меньше требуемое расширение для получения заданного пересыщения. Работа при более высоких давлениях, кроме того, увеличивает число ионов на единице пути, что делает треки отчетливее.

Повышение начальной температуры при прочих равных условиях приводит к увеличению необходимого расширения для достижения заданного пересыщения. Этот вывод не является очевидным, поскольку, с одной стороны, чем выше начальная температура, тем выше давление пара и, следовательно, меньше γ , а с другой стороны, увеличение начальной температуры приводит к росту показателя экспоненты в (8.9). Насколько сильно влияние начальной температуры, можно судить по приведенным ниже цифрам. Для смеси воздух — этиловый спирт (полное давление 1140 мм рт. ст.) при расширении 1,2 пересыщение равно 2,08 при начальной температуре 40°C , а температуре 10°C — 2,65.

Следует заметить, что если используется смесь паров (например, воды и спирта), то их парциальное давление зависит от состава жидкой смеси. Парциальные давления можно вычислить, а затем получить величину γ по (8.5), если известны экспериментальные полные давления пара.

Образование и рост капель в пересыщенном паре. Как происходит рост капель в пересыщенном паре, легко понять, если принять во внимание соотношение Кельвина, которое связывает давление насыщенных паров над плоскостью p_{∞} и над каплей радиусом r :

$$p_r = p_{\infty} e^{\frac{2\sigma}{r} \frac{M}{RT\rho}}. \quad (8.10)$$

Здесь σ — поверхностное натяжение; R — газовая постоянная; ρ — плотность жидкости; T — температура. Для водяного пара при $T = 291^\circ \text{ K}$ это соотношение имеет следующий вид:

$$p_r = p_\infty \exp \left\{ 1,09 \frac{10^{-7}}{r} \right\},$$

где r — в см.

Следовательно, p_r всегда больше p_∞ , но эта разница невелика, если $r > 10^{-7}$ см. Если в пространстве появятся капли жидкости, то они будут испаряться при $S = 1$. Капли заданного радиуса не будут испаряться, а будут расти, если давление насыщенных паров над каплей будет меньше, чем давление пересыщенных паров в объеме, т. е. $p_r/p_\infty < S$. Пусть, например, пар находится в пересыщенном состоянии и пересыщение $S = 1,12$. Тогда если в этом объеме в силу каких-то причин образуется капля радиусом $r < 10^{-6}$, то давление насыщенных паров над ней будет больше, чем давление паров в объеме. А это означает, что капля будет испаряться. Если же радиус появившейся капли $r > 10^{-6}$, то давление насыщенных паров над ней будет меньше, чем давление паров в пересыщенном объеме. Капля начнет расти. Рост капли будет увеличивать радиус и, следовательно, уменьшать p_r . Таким образом, капли жидкости могут существовать в равновесии только в том случае, если их радиус при данном пересыщении S равен критическому радиусу $r_k = 1,09 \cdot 10^{-7} / \ln S$. Это состояние неустойчивое, и в результате флуктуаций радиуса капель они или испарятся, если их радиус окажется меньше r_k , или «упадут», если их радиус окажется больше r_k . Для конденсации водяного пара, пересыщение которого S , необходимо, чтобы в нем появились капельки с радиусом

$$r > r_k = \frac{1,09 \cdot 10^{-7}}{\ln S}.$$

Приведенные выше рассуждения объясняют конденсацию пара в пыльном воздухе. Обычно в нем содержатся частицы пыли, размеры которых колеблются в пределах 10^{-4} — 10^{-6} см. Эти размеры настолько велики, что конденсация на таких центрах происходит при очень малых пересыщениях — от 1,001 до 1,12. Следовательно, в камере, наполненной пыльным воздухом, образуется густой туман уже при малых расширениях. Но если воздух очищен от пыли, то при пересыщениях, меньших восьми, в нем не происходит конденсации, если нет заряженных частиц. Другими словами, это означает, что частицы пара при пересыщениях, меньших восьми, не имеют капелек жидкости, радиус которых больше, чем $5,2 \cdot 10^{-8}$ см. В паре нет тогда и капелек с меньшим радиусом, поскольку они должны испаряться. Почему же тогда происходит конденсация на ионах? Дело в том, что отношение давлений насыщенных паров в виде (8.10) несправедливо для заряженных капель во всей области значений r . Если считать, что центрами

конденсации являются ионы и что каждая капля (центр конденсации) имеет по крайней мере единичный заряд e , то помимо потенциальной энергии поверхностного натяжения в (8.10) необходимо учитывать энергию электростатического отталкивания.

Считая, что каждая капля несет единичный заряд, можно получить следующее выражение:

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4} \right). \quad (8.14)$$

В правой части приведенного выражения теперь два члена, которые характеризуют давление, обусловленное поверхностным натяжением и электрическим полем. Их знаки противоположны, поскольку с уменьшением радиуса капли потенциальная энергия поверхностного натяжения убывает, а электростатическая потенциальная энергия растет. Это приводит к тому, что отношение p_r/p_∞ в зависимости от радиуса капли проходит через максимум при радиусе капли $r = r_0$. На рис. 8.1 показана такая зависимость для заряженных капель воды, а также для незаряженных капель.

Рассмотрим поведение заряженных капель в объеме с заданным пересыщением S . В отличие от случая нейтральных капель, где их судьба определялась лишь условием

$r \leq r_K$, здесь еще имеет значение и условие $S \leq S_{\text{макс}}$. В случае $1 < S < S_{\text{макс}}$ имеется два значения радиуса капель, которые удовлетворяют уравнению (8.14). Обозначим эти величины радиусов r_K и r_p ($r_K > r_p$). Первый, больший радиус будем называть критическим, а второй — равновесным. Если при заданном $S < S_{\text{макс}}$ радиус капли $r > r_K$, то капля будет расти. Если же $r < r_K$, то капля будет испаряться. Однако процесс испарения будет продолжаться до тех пор, пока радиус капли не уменьшится до величины r_p . При $r = r_p$ капля оказывается устойчивой, так как при увеличении радиуса капли давление паров над каплей начинает расти, а при уменьшении радиуса капли давление паров над каплей будет падать. Таким образом, если в объеме с заданным S в результате каких-либо причин появляются заряженные капли с радиусом $r < r_K$, то они или испаряются (если $r_p < r < r_K$) и достигают равновесия при $r = r_p$, или конденсируются (если $r <$

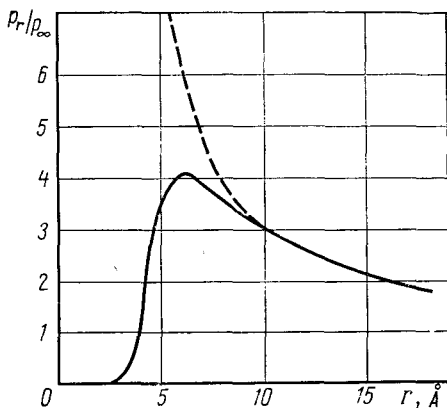


Рис. 8.1. Зависимость p_r/p_∞ от радиуса заряженных и незаряженных (пунктир) капель.

$< r_p$) и вырастают до $r = r_p$. Таким образом, в паро-газовой смеси с любым пересыщением ($S < S_{\text{макс}}$!) могут существовать заряженные капли в устойчивом состоянии. Интересно, что радиусы заряженных капель, находящихся в равновесии при $S < 1$, очень слабо зависят от пересыщения. Так, при $S = 1$ равновесный радиус $r_p = 3,9 \cdot 10^{-8}$ для однозарядных капель, а при $S = 10^{-13}$ (абсолютно сухой воздух) заряженные капли будут иметь равновесный радиус всего вдвое меньше ($2 \cdot 10^{-8}$ см). В случае $S > S_{\text{макс}}$ все заряженные капли, независимо от их начального радиуса, будут расти.

Образование тумана в парах воды при пересыщениях, больших восьми, можно объяснить качественно, введя зависимость поверхностного натяжения от радиуса капли. При получении (8.10) предполагалось, что коэффициент поверхностного натяжения не зависит от радиуса капли жидкости, а такая зависимость существует. Оказывается, что $\sigma \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$, с увеличением радиуса капли вырастает и σ , достигая максимального значения. Такое поведение $\sigma(r)$ достаточно, чтобы $p_r/p_\infty(r)$ для незаряженных капель имело по крайней мере один максимум. Тогда в водяном пересыщенном паре всегда будут иметься в равновесии капельки, но они смогут вырасти до видимых размеров (образовать туман), если пересыщение будет выше, чем $(p_r/p_\infty)_{\text{макс}}$. Для водяного пара $(p_r/p_\infty)_{\text{макс}} = 8$. Поэтому при пересыщениях паров воды больших восьми происходит интенсивная конденсация пара.

Скорость роста капель определяется скоростью диффузии пара к растущей капле и отводом от нее тепла. В предположении, что плотность капли изменяется от плотности жидкости в центре капли до плотности насыщенных паров на ее поверхности, скорость роста капли оказывается обратно пропорциональной ее радиусу, т. е. $dr/dt = c/r$, где c — постоянная. Время, необходимое для достижения каплей видимых размеров (около 10^{-3} см), составляет $0,1 - 0,25$ сек.

8.1.2. Устройство камер Вильсона и некоторые их характеристики

Схема камеры Вильсона приведена на рис. 8.2. Верхнюю крышку камеры и боковые стенки обычно делают стеклянными; через верхнюю крышку производится фотографирование треков, а через боковые стенки — освещение. Дно камеры — это диафрагма, при движении которой образуется пересыщенное состояние пара. Дно камеры покрывают черным бархатом (для лучших условий фотографирования), пропитанным водой (или водоспиртовой смесью).

Камеры Вильсона часто помещают в магнитное поле, это позволяет определять больше параметров регистрируемых частиц. След частицы необходимо сфотографировать таким образом, чтобы можно было найти длину пробега отдельной частицы, кривизну ее

траектории, углы между траекториями частиц, движущихся в любой плоскости. Для этого треки фотографируют с двух различных точек. Стереоскопическая съемка следов частиц производится как одним объективом, так и двумя.

Рабочий цикл камеры включает в себя расширение, включение освещения, фотографирование треков и сжатие. Расширение камеры производится за время от нескольких сотых до десятых

долей секунды в зависимости от конструкции и размеров камеры. После того как произошло расширение, газ в камере постепенно нагревается за счет притока тепла от стенок, пересыщение уменьшается и после некоторого времени, называемого временем чувствительности камеры, конденсация на ионах прекращается. Время чувствительности камеры определяют как время после расширения, в течение которого в камере остается пересыщение, достаточное для конденсации на ионах. Это время имеет большое значение при работе камер с управлением. Оценки времени чувствительности будут проведены ниже. Длительность экспозиции при фотографировании треков выбирают из условий получения наиболее четких снимков. После фотографирования треков производят уменьшение объема камеры. Паро-газовая смесь в камере после сжатия будет находиться при более высокой температуре, чем в начале рабочего цикла. Повышение температуры, как уже отмечалось выше, требует больших расширений для определения необходимого пересыщения. Поэтому после сжатия, чтобы установить начальную температуру, необходимо некоторое время. Это время для камер с низкими давлениями и небольшими объемами может составлять порядка одной секунды. Но в камерах с большим объемом и высоким давлением оно может достигать сотен секунд. Так, при давлении в камере около 100 атм после каждого сжатия требуется около 900 сек для отвода тепла, выделившегося при сжатии, после чего камера вновь готова к следующему расширению.

Чтобы рассчитать время чувствительности камеры, необходимо решить задачу о передаче тепла от стенок камеры к газу. При

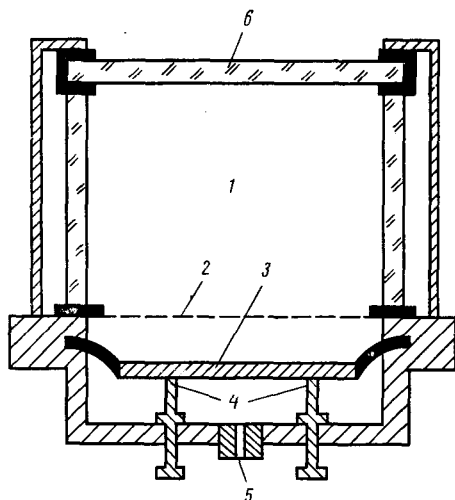


Рис. 8.2. Камера Вильсона:

1 — рабочий объем; 2 — сетка; 3 — подвижная диафрагма; 4 — ограничители хода диафрагмы; 5 — отверстие для изменения давления под диафрагмой; 6 — стеклянные стенки камеры.

этом температуру стенок можно считать постоянной, поскольку их теплоемкость и теплопроводность существенно больше, чем газа, наполняющего камеру. Очевидно, что скорость нагрева будет тем больше, чем больше поверхность камеры и чем меньше ее объем. Увеличение давления будет приводить к большему времени чувствительности, так как будет возрастать масса нагреваемого газа. Время чувствительности будет больше, если при расширении создадутся большие пересыщения, в этом случае температура при расширении более низкая. Следующее соотношение позволяет оценить время чувствительности камеры:

$$t_s \approx 0,7 \left(\frac{\Delta(\mathcal{V})}{\Delta\mathcal{V}} \right) \left(\frac{\mathcal{V}}{s} \right)^2 \left(\frac{\rho C_{\mathcal{V}0}}{K} \right) \left(\frac{1}{\gamma - 1} \right)^2, \quad (8.12)$$

где $\mathcal{V}$ и s — объем и поверхность камеры; ρ — плотность газа; $C_{\mathcal{V}0}$ — удельная теплоемкость газа; K — теплопроводность газа; $1 + \Delta\mathcal{V}$ — расширение, необходимое для образования треков; $1 + \Delta\mathcal{V} + \Delta(\Delta\mathcal{V})$ — максимально допустимое расширение, при котором еще не образуется туман в камере.

Для камер диаметром и глубиной около 30 см $t_s \approx 0,5$ сек, а для камер глубиной 4 и диаметром 16 см $t_s \approx 0,05$ сек. Время чувствительности можно увеличить, если после расширения компенсировать нагрев паро-газовой смеси медленным увеличением объема. Большие времена чувствительности камер позволяют использовать их в режиме работы с управлением, т. е. в таком режиме, когда расширение происходит всякий раз при прохождении через камеру ионизирующей частицы. Управление производят, например, с помощью разрядных счетчиков, расположенных над и под камерой. Если заряженная частица проходит через оба счетчика и, следовательно, через рабочий объем камеры, то импульсы со счетчиков включают механизм, производящий расширение камеры. Управление выгодно применять в случае регистрации редких событий и используется, например, при регистрации космического излучения *.

Качество снимков зависит от многих обстоятельств. Рассмотрим некоторые из них. Прежде всего, чтобы получить качественные снимки, необходимо интенсивное освещение, тогда можно применять малые апертуры и иметь большую глубину резкости. Большая освещенность будет при расположении оптической оси фотокамеры под небольшим углом к направлению освещения. Для освещения используются лампы мощностью 100—1000 в. Совершенно ясно, что освещение должно быть импульсным, поскольку

* Следует отметить, что при работе камер с управлением большое время чувствительности не всегда желательно. Например, если исследуемое излучение возникает в короткие временные интервалы (ускорители частиц), то самый выгодный режим будет таким, когда время чувствительности камеры порядка этого временного интервала.

длительное освещение такими мощными источниками света будет приводить к уменьшению времени чувствительности камеры и дополнительным трудностям, связанным с поддержкой заданной температуры стенок.

Поперечные размеры треков (их резкость) зависят от времени, которое проходит от момента пролета заряженной частицы до момента наступления необходимого пересыщения и момента фотографирования. Дело в том, что образовавшиеся ионы диффундируют. Скорость «расползания» следа зависит от коэффициента диффузии. Обычно шириной следа считают область, в которой содержится 90% изображений ионов. Если время, прошедшее от момента образования ионов до момента создания необходимого пересыщения, τ , а коэффициент диффузии D , то ширина следа $x \approx 5 \sqrt{D\tau}$. Если $D \approx 0,03$ (воздух при нормальном давлении), то для $x \approx 1$ мм $\tau \approx 0,01$ сек.

Величина времени τ определяется временем движения поршня камеры. Поэтому τ будет тем меньше, чем меньше масса поршня, меньше необходимое расширение камеры и больше сила, приложенная к поршню. Чтобы получить хорошие снимки, полезно увеличить давление в камере, поскольку при этом уменьшается коэффициент диффузии и растет плотность ионизации. После того как в камере достигнуто необходимое пересыщение, диффузией заряженных капель можно пренебречь. Однако задержка момента фотографирования относительно момента расширения нежелательна, так как капли, достигшие размеров порядка 10^{-3} см, приобретают уже скорости падения около 1 см/сек в гравитационном поле Земли. Практически установлено, что сфотографировать трек без заметных искажений через 0,3 сек после расширения не удастся.

Снимки треков могут быть искажены также за счет оптической системой фотокамер, преломления света при прохождении через стеклянную крышку камеры, турбулентного движения газа в камере после расширения. Искажения, вносимые оптической системой и преломлением света при использовании специальных объективов, в значительной степени компенсируют друг друга. Кроме того, на эти искажения можно вносить соответствующие поправки. Размытие треков из-за движения газа в камере после расширения сводят к минимуму с помощью специальных устройств. Так, турбулентное движение газа оказывается значительно меньше, когда перед диафрагмой камеры (поршнем) помещают сетку или перфорированную пластинку, покрытую бархатом.

Плотность капель вдоль треков заряженных частиц в камерах Вильсона оказывается пропорциональной плотности ионизации. Плотность треков определяют по числу сгустков капель вдоль трека. Такие сгустки образуют электроны, появляющиеся в результате ионизации, с энергиями порядка нескольких сот электронвольт. Для измерения плотности ионизации необходимо выбирать резкие нерасплывшиеся треки, которые можно получить при правильном выборе момента расширения.

Кривизну трека в магнитном поле с помощью камеры Вильсона при длине трека 10—20 см можно определить с точностью 0,01—0,02 см. Это позволяет в поле напряженностью 10 000 гс на длине трека 20 см определить радиус кривизны с точностью около 5% для частиц с импульсом порядка $3 \cdot 10^{-8}$ Мэв·сек/см.

8.1.3. Камеры непрерывного действия (диффузионные камеры)

В некоторых случаях при исследованиях постоянного во времени поля излучений и невозможности управления камерами [исследование продуктов (γ , p), $-(n, p)$ -реакций и т. д.] желательно

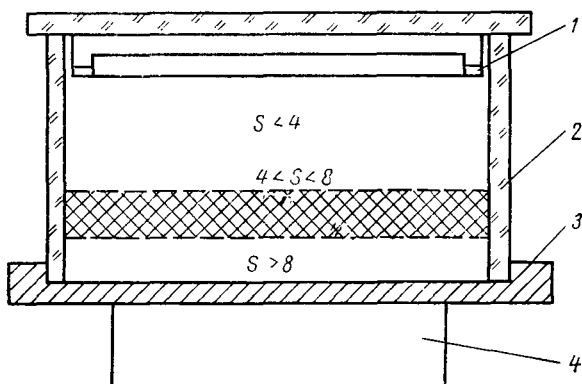


Рис. 8.3. Схема диффузионной камеры:
1 — желоб с испаряющейся жидкостью; 2 — стеклянные стенки камеры; 3 — массивная медная плита; 4 — холодильник.

иметь время чувствительности камер как можно больше. Поэтому представляют интерес камеры непрерывного действия (диффузионные камеры).

Принцип работы диффузионной камеры тот же, что и камеры Вильсона. Но область пересыщенного пара образуется за счет диффузии пара через газ, в котором создан большой температурный градиент. Диффузионная камера для исключения конвективных потоков всегда располагается так, чтобы температурный градиент был направлен против силы тяжести. На рис. 8.3 показана схема одного из вариантов диффузионной камеры низкого (нормального) давления. В верхней части камеры находится желоб с испаряющейся жидкостью (например, спирт). Желоб имеет подогреватель. Верхняя и боковые стенки камеры стеклянные. Основание камеры — массивная медная пластина, которая поддерживается при температурах около $-70 \div -40^\circ \text{C}$. Такое устройство создает вертикальный температурный градиент в газе. Насыщенные пары

спирта диффундируют вниз в область низких температур, и постепенно, по мере падения, они становятся все более пересыщенными. Следовательно, в некоторой области они будут иметь достаточное пересыщение для образования капель на ионах, а затем будет область, где происходит конденсация пара. Глубина чувствительного слоя может достигать почти 10 см.

Поскольку диффузионная камера имеет непрерывную чувствительность, то она не может работать при большом уровне мощности излучения. Ионизация в этом случае уменьшает количество пара, находящегося в пересыщенном состоянии, и это может привести к тому, что не будут образовываться треки. Если камеры регистрируют частицы от импульсных источников излучения, то после каждой регистрации большого числа частиц необходимо время для диффузии пара в чувствительный объем. Это время составляет порядка нескольких секунд. По этим же причинам диффузионную камеру нельзя использовать в случаях большого постоянного фона ионизирующего излучения.

§ 8.2. ПУЗЫРЬКОВЫЕ КАМЕРЫ

Исторический обзор. Идея создания пузырьковой камеры возникла у Глейзера (1952 г.) во время работ с перегретыми жидкостями. Глейзер нагревал в небольшом объеме эфир, поддерживая его в жидком состоянии увеличением действующего на объем давления. Если давление внезапно снималось, то эфир оставался в перегретом жидком метастабильном состоянии. Поднесенный к объему радиоактивный препарат вызывал немедленное вскипание эфира, и кинокамера, регистрирующая кипение, показывала не вызывающие сомнений треки ионизирующих частиц. Глейзер установил, что длительное метастабильное состояние перегретой жидкости возможно только в том случае, если внутренняя поверхность колбы с жидкостью не имеет царапин, углов, является плавной. В противном случае происходит интенсивное самопроизвольное (без облучения) вскипание перегретой жидкости.

Подобного рода устройство стало известно как «чистая» пузырьковая камера. В такой камере перегретая жидкость не вскипала в течение 1 мин и даже дольше; она, по-видимому, могла бы оставаться в этом метастабильном состоянии очень долго, если бы не действие космического излучения. Эти камеры не удалось применить для исследований, так как только из стекла изготовить камеру больших размеров (высокие давления перегретой жидкости) невозможно и, кроме того, через толстые искривленные стекла нельзя фотографировать треки частиц с достаточной точностью. В результате работ Глейзера было установлено, что перегретая жидкость вскипает (начинает вскипать) вдоль трека заряженной частицы и что паровые пузырьки, образованные вдоль пути частицы, успевают вырасти до приемлемых для фотографирования размеров прежде, чем вскипает вся жидкость.

По-видимому, пузырьковые камеры так бы и остались иллюстрацией интересного физического явления, если бы не получили развитие так называемые грязные камеры. Были изготовлены камеры из полированного металла с плоским стеклом (обе камеры показаны на рис. 8.4), в которых удалось наблюдать треки заряженных частиц. Опыты с грязной камерой показали, что при быстром сбросе давления происходит быстрое вскипание жидкости в основном вблизи уплотняющих прокладок между стеклом

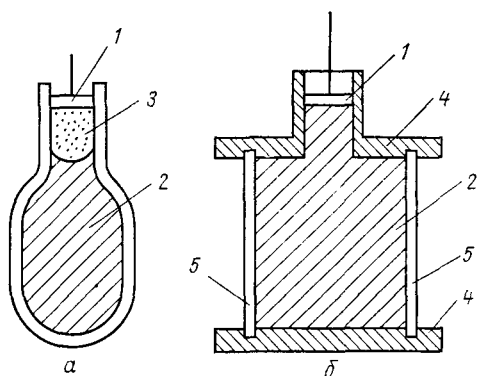


Рис. 8.4. Устройство чистой (а) и грязной (б) пузырьковых камер:

1 — поршень; 2 — рабочая жидкость; 3 — жидкость с более высокой точкой кипения для защиты рабочей жидкости от соприкосновения с поршнем; 4 — металлический корпус; 5 — плоские стекла.

и корпусом камеры, вблизи поршня, изменяющего давление, но скорость распространения кипения оказывается ограниченной теплопроводностью жидкости и стенок камеры и повышением давления в жидкости при кипении у стенок. Таким образом, центральная часть камеры после изменения давления в течение некоторого времени находится в метастабильном состоянии, где заряженные частицы могут образовать пузырьки пара.

Физические основы работы пузырьковых камер. Рассмотрим, каким образом в перегретой жидкости

под действием ионизирующего излучения возникают пузырьки пара. В перегретом состоянии жидкость находится в неустойчивом состоянии, поскольку с энергетической точки зрения перегретой жидкости выгодно расслоение на две фазы — жидкую и газообразную.

Однако для такого расслоения необходимо образование полостей в жидкости, что требует затрат энергии.

Рассмотрим жидкость с давлением насыщенных паров p_∞ при температуре T , находящуюся под гидростатическим давлением p . Пусть жидкость перегрета, т. е. давление насыщенных паров при данной температуре выше гидростатического. Пусть, далее, в жидкости каким-либо путем образовался пузырек пара радиуса r . Оказывается, что дальнейшая судьба пузырька существенно зависит от его радиуса, так как кроме давлений p и p_∞ на него действуют силы поверхностного натяжения. Если температура жидкости далека от критической, то равновесие пузырька пара (постоянство его радиуса) в принципе возможно при следующих условиях. Если давление пара внутри пузырька ($4\pi r^2 p_\infty$) уравновешено внешним давлением ($4\pi r^2 p$) и давлением, обусловленным

поверхностным натяжением $\left(\frac{d}{dr} 4\pi r^2 \sigma\right)$, т. е.

$$p_{\infty} = p + \frac{2\sigma}{r}, \quad (8.13)$$

где $2\sigma/r$ — давление, обусловленное поверхностным натяжением; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; r — радиус газовой полости, то равновесие возможно только при критическом радиусе полости $r = r_k$:

$$r_k = \frac{2\sigma}{p_{\infty} - p}. \quad (8.14)$$

Но это равновесие неустойчиво. Действительно, при $r < r_k$ $p_{\infty} < p + 2\sigma/r$, и полость будет сжиматься. Напротив, при $r > r_k$ $p_{\infty} > p + 2\sigma/r$, и полость будет расти. Для большинства жидкостей критический радиус пузырька имеет величину около 10^{-6} см.

Итак, перегретая жидкость может начать кипеть, если в ней образуются пузырьки пара с радиусом больше критического. Такие пузырьки могут возникать на стенках камеры за счет неплотного контакта жидкости с поверхностью камеры. Кроме того, в жидкости в результате термодинамических флуктуаций непрерывно образуются пузырьки различных радиусов. Вероятность образования пузырьков в результате флуктуации плотности жидкости очень сильно зависит от температуры и перегрева жидкости или от разности давлений ($p_{\infty} - p$). Вероятность образования пузырьков в 1 см^3 и в 1 сек с радиусом $r > r_k$ пропорциональна

$$\exp \left\{ -\frac{16\pi\sigma^3}{3kT(p_{\infty} - p)^2} \right\}. \quad (8.15)$$

Пузырьки, образующиеся в результате флуктуаций плотности жидкости, создают фон в камере, который по аналогии с камерами Вильсона называют туманом. Чем больше перегрев жидкости, тем выше плотность тумана. Для пузырьковых камер, таким образом, имеется максимальное значение перегрева. Если перегрев жидкости выше максимального, то жидкость практически мгновенно вскипает по всему объему и образующийся туман не позволяет регистрировать ионизирующие частицы.

Остановимся теперь на описании механизма образования пузырьков пара при прохождении заряженной частицы. Согласно тепловой модели образование пузырьков происходит в результате локального выделения тепла, в которое преобразуется кинетическая энергия электронов, созданных заряженной частицей при прохождении в жидкости. Эта модель подтверждается тем, что число пузырьков на единице пути заряженной частицы пропор-

ционально z^2/β^2 (z — заряд частицы; β — ее скорость в единицах скорости света). Число δ -электронов, создаваемых нерелятивистской заряженной частицей на единице пути, также пропорционально z^2/β^2 (см. § 3.1).

Оценим минимальную энергию, необходимую для создания газовой полости радиуса r_k , и сравним ее с удельными потерями энергии δ -электронами. Чтобы создать пузырек критического радиуса, необходима, во-первых, энергия для испарения жидкости объемом $4\pi r_k^3/3$, т. е. $4\pi r_k^3 H/3$ (H — энергия, нужная для испарения единицы объема жидкости); во-вторых, энергия для создания поверхности газовой полости, т. е. $4\pi r_k^2 \sigma$, и, в-третьих, энергия для расширения пузырька до критического радиуса, т. е. необходимо преодолеть сопротивление гидростатического давления. Эта часть энергии равна $4\pi r_k^3 p/3$. Итак, минимальная энергия

$$E_{\min} = \frac{4}{3} \pi r_k^3 \left\{ H + \frac{3\sigma}{r_k} + p \right\}, \quad (8.16)$$

или, принимая во внимание (8.14), получаем

$$E_{\min} = \frac{32}{3} \frac{\pi \sigma^3}{(p_\infty - p)^3} \left\{ H + \frac{3}{2} (p_\infty - p) + p \right\}. \quad (8.17)$$

Из (8.16) видно, что минимальное значение необходимой энергии для создания пузырька пара критического радиуса очень сильно зависит от перепада давлений $(p_\infty - p)$ и величины коэффициента поверхностного натяжения σ . Величины $E_{\min}$ по порядку величин составляют около сотни электронвольт в области рабочих значений $(p_\infty - p)$. Эту энергию δ -электроны должны потерять на расстояниях порядка 10^{-6} см, т. е. электроны для создания пузырьков газа должны иметь удельные потери энергии $dE/dx \approx \approx 100$ Мэв/см. Электроны с энергиями ниже нескольких килоэлектронвольт обладают большими значениями dE/dx . Следовательно, δ -электроны с энергией, большей $E_{\min}$, могут передавать жидкости достаточную энергию для создания пузырьков с $r \geq r_k$. Энергия передается молекулам жидкости за очень малые (около 10^{-14} сек) времена. Передача энергии возбуждения молекул в тепловую энергию (возбуждение вибрационных уровней) происходит за время порядка 10^{-11} — 10^{-12} сек. Таким образом, кинетическая энергия электронов может перейти в тепловую за время порядка 10^{-11} — 10^{-12} сек.

После прохождения заряженной частицы в жидкости остается след, состоящий из пузырьков размером 10^{-6} см. Чтобы сделать снимок этого следа, пузырьки должны вырасти до размера примерно 10^{-2} см. Скорость роста пузырька ограничивается в основном скоростью притока тепла от окружающей жидкости к стенке пузырька. Расчеты показывают, что радиус пузырька растет пропорционально $\sqrt{t}$. Коэффициент пропорциональности тем боль-

ше, чем больше коэффициент теплопроводности жидкости, больше перегрев жидкости и меньше удельная теплота испарения. В грязных камерах время роста пузырька до размеров примерно 10^{-2} см составляет 10^{-3} сек.

Экспериментально было установлено, что время жизни пузырьков пара радиусом около 10^{-6} см, отсчитываемое от момента прохождения заряженной частицы, очень мало и меньше 10^{-7} сек. Этот факт находит объяснение в рамках тепловой модели возникновения зародышевых пузырьков. Время диффузии тепла из перегретой области радиусом около 10^{-6} см оценивают для большинства жидкостей примерно в 10^{-10} сек. Время диффузии тепла значительно больше времени перехода кинетической энергии электронов в тепловую, что позволяет образоваться зародышевым пузырькам. Малое время жизни таких пузырьков не позволяет управлять работой пузырьков камер проходящими частицами. Чтобы создать перегрев жидкости путем механического расширения (сжатия давления), необходимо время порядка 10^{-3} сек. Образующиеся в жидкости пузырьки пара всплывают. Скорость всплывания маленьких пузырьков пропорциональна квадрату радиуса пузырька. При больших радиусах ($\sim 10^{-2}$ см) скорость всплывания уже не зависит от радиуса и составляет 10 см/сек. Если принять время роста пузырьков равным примерно 10^{-3} сек, то за время роста пузырек сместится примерно на 10^{-2} см, т. е. на расстояние порядка своего радиуса.

Выбор рабочих характеристик пузырьковой камеры. Работу пузырьков камер можно качественно описать с помощью диаграмм давление — температура и давление — время (рис. 8.5). На первой диаграмме показана зависимость давления насыщенных паров жидкости от ее температуры [кривая $p_{\infty}(T)$]. Если жидкость находится в устойчивом состоянии, то точка, характеризующая ее состояние, должна находиться на этой диаграмме выше равновесной кривой $p_{\infty}(T)$. Если же жидкость находится в метастабильном состоянии, то точка, характеризующая это состояние, расположена ниже равновесной кривой. В этом метастабильном состоянии жидкость может находиться ограниченное время, после чего происходит спонтанное вскипание и жидкость переходит в равновесное состояние в результате уменьшения температуры и (или) возрастания давления. Перевод жидкости из равновесного состояния в метастабильное производят быстрым понижением давления. Естественно, жидкость можно перевести в метастабильное состояние и повышением температуры при постоянном давлении, но такой процесс оказывается очень медленным. Температура жидкости изменяется очень мало при быстром уменьшении давления, что связано с малой сжимаемостью жидкости, поэтому состояние жидкости можно задать начальной температурой и перегревом $\mathcal{P}$. Перегрев жидкости — это разность температуры начальной $T_{\text{раб}}$ и температуры насыщенных паров, соответствующих конечному давлению p_H , т. е. $\mathcal{P} = T_{\text{раб}} - T(p_H)$.

Чем ниже давление p_H , тем больше перегрев жидкости. При заданной начальной температуре $T_{\text{раб}}$ необходимо выбрать такое значение p_H , чтобы в жидкости был достаточный перегрев для образования зародышевых пузырьков заряженной частицей, но,

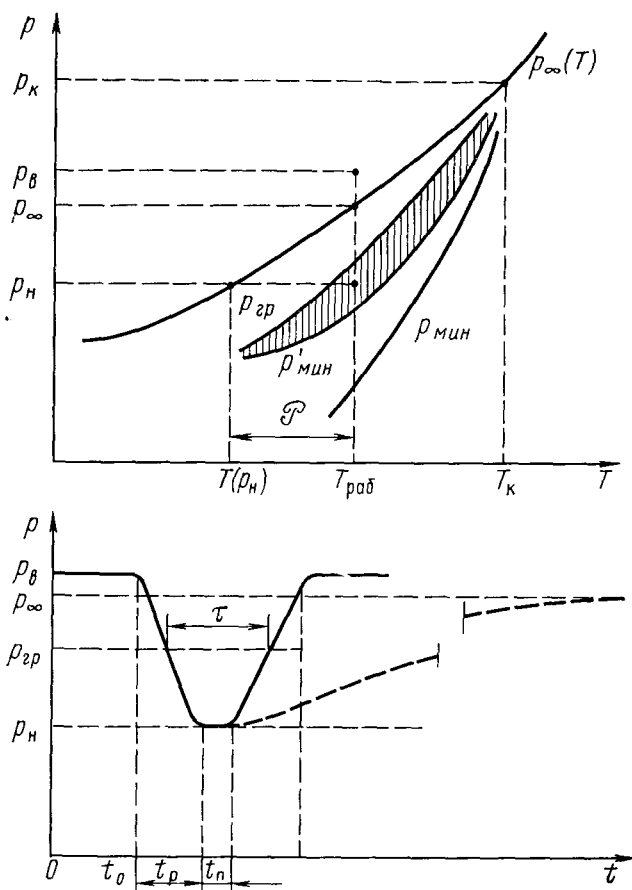


Рис. 8.5. Диаграммы состояний жидкости $p - T$ и $p - t$.

с другой стороны, p_H должно быть больше некоторого минимального значения $p_{\text{мин}}$, при котором жидкость вскипает из-за флуктуаций плотности [см. выражение (8.15)]. На диаграмме $p - T$ показаны кривые $p_{\text{мин}}$ и $p_{\text{гр}}$. Кривая $p_{\text{гр}}$ соответствует граничным значениям перегрева, ниже которых заряженные частицы не образуют зародышевых пузырьков.

В грязных камерах максимальное значение перегрева меньше, чем в чистых камерах, и ограничивается паразитным пристеночным кипением. Это связано с тем, что чем больше перегрев жидко-

сти, тем быстрее происходит вскипание жидкости у стенок и тем быстрее в центральной области камеры повышается давление и, следовательно, исчезает необходимый для образования зародышевых пузырьков перегрев жидкости. На диаграмме для грязных камер проведена кривая $p'_{\min}$. Заштрихованная область между кривыми $p_{гр}$ и $p'_{\min}$ соответствует области чувствительности перегретой жидкости к ионизирующему излучению. Видно, что существует довольно узкая область давлений p_H и температур $T_{раб}$, при которых жидкость оказывается чувствительной к ионизирующему излучению. Экспериментально было установлено, что наилучшая начальная температура для многих жидкостей может быть определена из следующего соотношения:

$$T_{раб} \approx T_{кип} + \frac{2}{3} (T_{кр} - T_{кип}), \quad (8.18)$$

где $T_{кр}$ — критическая температура; $T_{кип}$ — температура кипения жидкости при атмосферном давлении. Начальное давление в камере p_v выбирают обычно более высоким, чем p_{∞} , так как конденсация паровых полостей начинается при $p = p_{\infty}$. Чем больше начальное давление p_v , тем меньше время конденсации пузырьков и тем короче рабочий цикл камеры.

Выбор конечного давления p_H зависит от необходимой чувствительности камеры, которую определяют по числу пузырьков на единице длины трека заряженной частицы. Чувствительность камер очень сильно зависит от перегрева жидкости или от величины $(p_{\infty} - p_H)$. Так, для камеры, наполненной пропаном при $T_{раб} = 60^\circ \text{C}$ релятивистские электроны образуют в среднем пять пузырьков на 1 см при $(p_{\infty} - p_H) = 9 \text{ атм}$, а при $(p_{\infty} - p_H) = 11 \text{ атм}$ число пузырьков на 1 см трека достигает 30.

На второй диаграмме показана зависимость давления в камере от времени. Жидкость в камере имеет давление насыщенных паров p_{∞} и температуру $T_{раб}$. В начальный момент жидкость находится при давлении $p_v > p_{\infty}$. В момент t_0 в камере уменьшается давление (происходит расширение). Время расширения t_p определяется механизмом, изменяющим давление в камере, и пристеночным кипением. Время t_p обычно составляет около 10 мсек. За время t_p давление в камере снижается до p_H . Как только давление оказывается ниже $p_{гр}$, жидкость в камере становится чувствительной к ионизирующему излучению. После расширения жидкость в камере остается практически при постоянном перегреве в течение нескольких миллисекунд $t_{п}$. В течение времени $t_{п}$ попавшие в камеру заряженные частицы образуют паровые пузырьки, которые фотографируются при импульсном освещении. После этого в камере повышают давление до первоначального p_v за время примерно 10 мсек. Если после расширения давление в камере не изменять, то за счет пристеночного кипения за время порядка десятых долей секунды давление в камере вырастет

до p_{∞} (этот процесс изображен на диаграмме пунктирной кривой). Время чувствительности камеры τ определяется временем, в течение которого давление в камере ниже $p_{гр}$.

Длительность рабочего цикла камеры во многом определяется временем, в течение которого камера выдерживается со сброшенным давлением. Если это время велико, то пузырьки успевают вырасти до значительных размеров и переместиться в верхнюю часть камеры, где и произойдет их конденсация после повышения давления в камере. Таким образом, будет происходить охлаждение нижней части камеры (поглощение тепла при образовании пара) и нагрев ее верхней части (выделение тепла при конденсации пузырьков). Это создаст нежелательный температурный градиент в камере, выравнивание которого может потребовать несколько минут из-за малой теплопроводности жидкости. Однако большие значения p_v и малые времена t_n позволяют сделать рабочий цикл пузырьковых камер порядка 1 сек.

Выбор жидкостей для пузырьковых камер. Жидкость для пузырьковой камеры определяется содержанием проектируемого физического эксперимента. Для изучения взаимодействия элементарных частиц наилучшей рабочей средой является жидкий водород — идеальная мишень для исследования элементарных столкновений. Большой интерес для изучения элементарных взаимодействий представляет и дейтерий, поскольку опыты, проведенные на дейтерии, в совокупности с опытами, проведенными на протонах, в некоторых случаях позволяют сделать заключения о взаимодействии частиц с нейтронами.

Пузырьковые камеры с жидким водородом и дейтерием, имеющие исключительные свойства как мишени, оказываются не очень хорошими детекторами частиц из-за малой плотности наполнителя, когда возникает необходимость в изучении закономерностей распада и продуктов распада нестабильных частиц. Вероятность наблюдения таких распадов тем больше, чем меньше пробеги частиц в камере, т. е. для этого необходимы камеры, наполненные жидкостями с большими плотностями. Малая плотность жидкого водорода и дейтерия и их малый атомный номер не позволяют регистрировать распады нестабильных частиц с большой эффективностью. С этой точки зрения представляют большой интерес такие вещества, как пропан, фреон, иодистый метил, шестифтористый вольфрам, ксенон. Все эти вещества в жидком состоянии имеют гораздо большие плотности, чем жидкий водород. Кроме того, создание пузырьковых камер с жидким водородом и дейтерием представляет собой более сложную задачу, поскольку они работают при низких температурах ($\sim 30^\circ \text{K}$). Для регистрации и исследования γ -квантов, сопровождающих элементарные взаимодействия, представляют особый интерес пузырьковые камеры, наполненные ксеноном или шестифтористым вольфрамом. В табл. 8.2 приведены основные характеристики жидкостей, используемых в пузырьковых камерах.

**Характеристики веществ, применяемых для заполнения
пузырьковых камер**

Вещество	$T_{\text{раб}}, ^\circ\text{C}$	$p_\infty, \text{атм}$	Плотность, г/см^3	$X_0, \text{см}$	Средний пробег γ -кванта с энергией 100 Мэв, см
Водород	—246	5	0,058	1150	2470
Дейтерий	—240	7,5	0,13	950	—
Пропан	+60	22	0,43	110	220
Ксенон	—20	27	2,3	3,5	6,4
Шестифтористый вольфрам	+149	30	2,4	3,8	7,0

Устройство пузырьковых камер. Современные пузырьковые камеры представляют собой сложные инженерные сооружения. Основные узлы пузырьковых камер: камера с рабочей жидкостью, механизм изменения давления, система импульсного освещения камеры и фотографирования треков, система, обеспечивающая поддержание в камере постоянной температуры. Пузырьковые камеры обычно помещают между полюсными наконечниками магнитов, создающих поле в $(10-20) \cdot 10^3 \text{ эрст}$. Вес таких магнитов достигает нескольких сот тонн.

Известны пузырьковые камеры-гиганты. Это, например, фреоновая камера с объемом 570 л Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева. В Серпухове в Институте высоких энергий работает водородная камера объемом 2000 л.

Механизмы изменения давления, системы освещения и термостатирования камер очень разнообразны*. Здесь ограничимся кратким описанием пузырьковой водородной камеры объемом 500 л (рис. 8.6). Жидкий водород заполняет ванну 1 из нержавеющей стали размерами $183 \times 35 \times 50 \text{ см}$. Ванна сверху закрыта толстым стеклом 2 толщиной около 5 см. Водород охлаждается с помощью теплообменников, расположенных в корпусе камеры. В теплообменники поступает водород при температуре около 20° К . Для уменьшения теплообмена используют металлические экраны, находящиеся при низкой температуре. Радиационные экраны представляют собой тонкие металлические полированные листы, имеющие хороший тепловой контакт со змеевиками с жидким азотом или водородом. В рассматриваемой камере радиационный экран 3 имеет температуру жидкого водорода, а экран 4 — температуру жидкого азота. Камера с экранами размещена внутри вакуумного кожуха 5, имеющего комнатную температуру. Радиационный

* Подробно их описание можно найти в книге Ю. А. Александрова и др. [3].

экран 3 одновременно является и предохранительным кожухом. Он отделяет пространство над стеклом камеры от остального вакуумного пространства и имеет специальный аварийный отвод для водорода на случай нарушения герметичности камеры или нарушения ее теплового режима. В водородных камерах применяются и другие меры предосторожности, поскольку водород образует взрывоопасную смесь с воздухом в весьма широком диапазоне концентраций. Фотоаппараты 6 расположены вне вакуумного кожуха. В вакуумном кожухе и экране 3 имеются окна 7

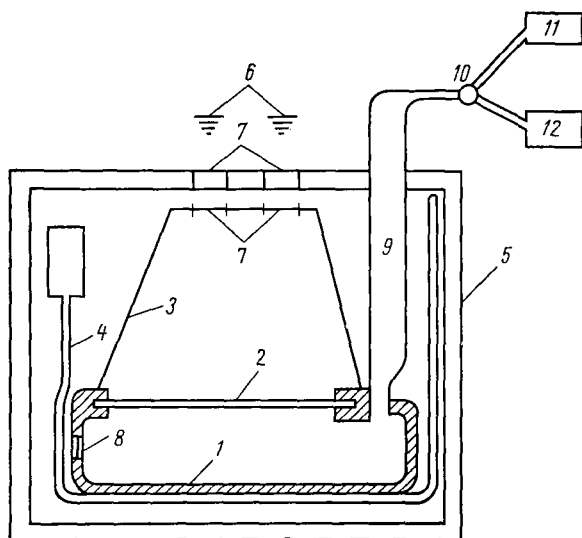


Рис. 8.6. Схема пузырьковой водородной камеры.

для освещения камеры и фотографирования. В кожухе камеры имеется специальное окно 8 для ввода в камеру пучка частиц. Изменение давления в камере осуществляется с помощью изменения давления в объеме 9, который специальными пневматическими клапанами 10 соединяется с объемами 11 и 12, в которых поддерживаются давления 1,5 и 7 атм.

Для приведения камеры в рабочее состояние всю систему вначале откачивают, затем охлаждают с помощью жидкого азота, а затем жидкого водорода. Весь этот процесс занимает около трех суток. Скорость охлаждения вначале лимитируется материалами с плохой теплопроводностью (стекло), а затем мощностью водородного ожигителя.

Характеристики треков, измеряемые в пузырьковых камерах. Траекторию пути частицы в пузырьковой камере можно определить с точностью не большей, чем поперечный размер трека (10^{-2} см). Идентификация частиц в пузырьковых камерах происходит

по радиусу кривизны трека ρ в магнитном поле H , по величине пробега $\mathcal{N}$, по среднеквадратичному углу многократного рассеяния $\langle \Theta^2 \rangle$, по плотности пузырьков на единице длины трека и, наконец, по числу δ -электронов с пробегами порядка и больше 1 м.м.

Радиус кривизны траекторий частиц в пузырьковых камерах не остается постоянным, поскольку частицы при движении теряют свою энергию. Поэтому радиус кривизны траектории имеет смысл определять на таком отрезке траектории, где потери энергии приводят к незначительным изменениям ρ в сравнении с возможной точностью измерения радиуса кривизны траектории. Точность измерения ρ ограничена главным образом многократным рассеянием заряженных частиц. В результате многократного рассеяния траектории частиц (даже при отсутствии магнитного поля) на выбранном участке можно представить кривой с радиусом кривизны, прямо пропорциональным длине этого участка и обратно пропорциональным среднеквадратичному углу рассеяния на этом участке. Величина угла среднеквадратичного отклонения на заданной длине пробега частицы тем больше, чем больше атомный номер среды (см. гл. 3). Для протонов с $\beta = 0,5$ в магнитном поле с напряженностью порядка 10^3 эрст относительная ошибка при определении ρ на участке траектории порядка 10 см в камерах, наполненных водородом, составляет около 4%, в пропановой камере — 15%, а в ксеноновой — 70%.

Точность определения средней величины пробега ограничена, во-первых, флуктуациями величины пробега (около 2% для протонов высоких энергий), и, во-вторых, точностью, с которой известна плотность рабочей среды камеры в момент прохождения частицы (около 3% для водородных камер). Измерение среднеквадратичного угла рассеяния в пузырьковых камерах имеет небольшую точность по сравнению, например, с измерениями аналогичных величин в ядерной фотоэмульсии. Сравнительно небольшая точность определения среднеквадратичного угла рассеяния (25% в жидкостях с малыми атомными номерами и около 10% в ксене) связана с тем, что сфотографированный след частиц состоит из объектов, имеющих значительно большие размеры и расположенных менее плотно, чем в эмульсиях.

Плотность трека в пузырьковой камере (число пузырьков на единице длины следа) зависит не только от скорости и заряда частиц, но и сильно зависит от термодинамического состояния рабочей жидкости. Так в пропановой камере плотность трека изменяется на 10% при изменении давления p_H на 1% или рабочей температуры на $0,3^\circ \text{C}$. Поэтому при измерениях плотности пузырьков необходимы камеры с высокой стабильностью температуры и величины перегрева жидкости. С другой стороны, необходима оптимальная плотность, поскольку при малой плотности трека (малый перегрев жидкости) велика статистическая ошибка, определяемая числом подсчитанных пузырьков на выбранном участке

траектории частицы. При большой плотности пузырьки начинают соприкасаться и сливаться, вследствие чего возрастает ошибка. Подсчет числа пузырьков на большом участке траектории нежелателен, поскольку по мере движения в жидкости частицы замедляются. Считая, что размер регистрируемых пузырьков 10^{-2} см, максимальная статистическая точность на пути около 10 см составит 5%.

δ -Электроны с энергиями больше десятка килоэлектронвольт могут образовывать короткие треки, расположенные вдоль трека заряженной частицы. Число таких треков на единице пути обратно пропорционально квадрату скорости частицы. Правда, таких треков не очень много (около одного на 1 см при скорости частицы $\beta \sim 0,5$ в пропане), и поэтому это позволяет лишь сделать оценки скорости частицы по порядку величин.

§ 8.3. МЕТОД ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

В последние 20 лет широкое распространение получили фотографические эмульсии, и до сих пор они остаются одним из распространенных средств регистрации ядерных частиц, пригодных для получения точной информации о многих характеристиках частиц, таких, как масса, энергия, заряд, угловое и энергетическое распределения частиц в ядерных реакциях и т. д. Во многих случаях, например в физике космических лучей при измерениях за атмосферой, ядерные эмульсии и сейчас один из основных источников информации.

Ядерные эмульсии — трековый прибор, т. е. в них частицы образуют видимые следы, которые можно детально изучать. Эмульсия — детектор с непрерывной чувствительностью, сохраняющий и накапливающий информацию в течение длительного времени. Это достоинство эмульсии превращается в недостаток, когда необходим временной анализ событий. Большая плотность эмульсий ($\approx 3,8$ г/см³), возможность собирать из них блоки позволяют получать характеристики частиц весьма большой энергии.

8.3.1. Свойства ядерных эмульсий

Характеристиками следа заряженной частицы в эмульсии являются его длина, направление, число проявленных зерен на единице пути. Состав, размер и способы обработки эмульсий подбираются так, чтобы характеристики следа определялись с минимальными ошибками.

Фотоэмульсия состоит из отдельных кристаллов или зерен бромистого серебра (AgBr), распределенных в желатине. Размер и форма отдельного зерна и их число в единице объема зависят от технологии приготовления эмульсии. Например, увеличение времени кристаллизации AgBr ведет к росту среднего размера зерна и увеличению светочувствительности слоя. Размер зерна по порядку величины составляет около 0,1—1 мкм.

Нормальная (по интенсивности) экспозиция или облучение не создает непосредственно видимого эффекта на зернах галоидного серебра, но делает некоторые зерна способными к проявлению. Эти зерна и содержат скрытое изображение. Носителем скрытого изображения в каждом зерне, по-видимому, является микроскопическая частица металлического серебра, образованная при экспозиции и расположенная на поверхности или вблизи поверхности зерна, где она доступна воздействию химического проявителя. Вероятность образования скрытого изображения ионизирующей частицей, прошедшей сквозь зерно, не равна единице, особенно если для этой частицы характерны малые ионизационные потери.

Проявление скрытого изображения заключается в восстановлении галоидного серебра до металлического. При этом облученные зерна, содержащие в себе центры скрытого изображения, восстанавливаются до атомарного серебра значительно быстрее, чем необлученные, потому что центр скрытого изображения — металлическое серебро — действует как центр накопления серебра, освобождаемого в процессе проявления. При длительном проявлении начинают восстанавливаться и необлученные зерна, образуя вуаль. Появление вуали обусловлено тем, что в необлученном зерне могут содержаться малые группы атомов металлического серебра, которые при длительном проявлении вызовут восстановление всего серебра в зерне.

После проявления облученных зерен не проявленное бромистое серебро растворяется в фиксирующем растворе и удаляется из эмульсии. Эмульсия промывается водой и высушивается. Если после облучения эмульсию долгое время (неделю или больше) хранить не проявленной, то скрытое изображение начинает ослабевать — наблюдается регрессия изображения. Процесс регрессии характеризуется тем, что под действием кислорода воздуха и воды зерна в эмульсии теряют атомарное серебро и центры скрытого изображения рассасываются.

Ядерная эмульсия отличается от обычной фотографической, во-первых, малым размером и большей плотностью зерен в желатине, во-вторых, большой толщиной чувствительного слоя и, в-третьих, высокой чувствительностью, т. е. малой величиной энергии, которую нужно затратить, чтобы образовать скрытое изображение в отдельном зерне.

Малый размер зерна и близость соседних зерен друг к другу необходимы для уверенного дифференцирования проявленных зерен, принадлежащих треку частицы, от зерен вуали, беспорядочно разбросанных по объему эмульсии. Чем меньше зерна и чем ближе они друг к другу, тем лучше пространственное разрешение эмульсии и тем легче разделить треки, принадлежащие разным частицам, и провести анализ сложного события с участием многих частиц. Размер зерен в ядерных эмульсиях в зависимости от их назначения лежит в интервале от 0,05 до 0,4 мкм. Содержание

бромистого серебра в ядерной эмульсии повышено по сравнению с обычными фотоэмульсиями приблизительно в 2 раза и составляет около 80% по весу.

Естественна необходимость иметь толстослойные ядерные эмульсии, так как чем толще слой, тем большая часть пробега (или больший пробег) укладывается в слое и тем точнее можно определить характеристики частицы. Толщины слоев ядерных эмульсий в сотни раз превосходят толщины оптических эмульсий, достигая 1000 мкм. В слое такой толщины полностью укладываются пробеги протонов с энергией 10 Мэв или пробеги α -частиц с энергией 40 Мэв. Большие толщины эмульсий требуют и особых приемов проявления, способных обеспечить равномерное проявление по глубине. Достигается равномерность или применением очень медленно работающих проявителей со временем проявления существенно большим времени диффузии проявителя в слой, или использованием проявителя, химическое действие которого при низкой температуре замедляется больше, чем уменьшается скорость его диффузии. В последнем случае сначала ведется пропитка эмульсии при низкой температуре, а потом проявление при повышенной температуре.

При регистрации заряженных частиц эффективную толщину слоя можно увеличить в несколько раз, располагая слой под углом к пучку частиц. Это невозможно сделать, если необходимо измерять характеристики треков заряженных частиц, возникающих в самом слое, при облучении его нейтральными частицами. Характерный пример — измерение спектра нейтронов с энергией в несколько мегаэлектронвольт по протонам отдачи, возникшим при рассеянии нейтронов на ядрах водорода, который всегда присутствует в эмульсии.

Другой путь увеличения эффективной толщины слоя — применение так называемых эмульсионных камер, т. е. набора слоев толщиной в несколько сот микрон каждый, уложенных один на другой. После облучения каждый слой проявляется отдельно. Суммарная толщина слоев может достигать десятков сантиметров.

Основная трудность в применении таких камер заключается в сложности отождествления следов частиц, переходящих из слоя в слой. Разработаны различные методы нанесения координатной сетки во всех слоях, например, узким пучком света.

Высокая чувствительность эмульсии особенно важна при регистрации частиц с малыми ионизационными потерями, когда передаваемая зерну энергия мала. Ядерные эмульсии характеризуют порогом чувствительности, который определяется как среднее значение минимальной энергии, которую должна потерять частица в зерне, чтобы создать в нем скрытое изображение. Порог чувствительности ядерных эмульсий в зависимости от типа эмульсии колеблется от 0,2 до 20 кэв. Все эмульсии разделяются на три основных типа:

1) эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильно ионизирующих частиц с потерями энергии меньше $500 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ (осколки деления, многозарядные ионы);

2) эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с потерями энергии меньше $20 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ (протоны с энергией примерно до 50 Мэв);

3) эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией.

В эмульсиях главным образом содержатся три далеко отстоящие по атомному весу группы атомов: H; C, N, O и AgBr при весьма незначительных количествах S, I, Au. Элементарный состав различных эмульсий почти один и тот же, т. е. в отношении ядерных взаимодействий все эмульсии близки друг к другу. В табл. 8.3 приведен состав одной из ядерных эмульсий при отно-

Таблица 8.3

Состав ядерной эмульсии

Элемент	Удельное содержание, г/см ³	Элемент	Удельное содержание, г/см ³	Элемент	Удельное содержание, г/см ³
Ag	1,83	H	0,05	O	0,28
Br	1,36	C	0,28	S	0,002
J	0,005	N	0,087		

сительной влажности 58%. Такая эмульсия имеет плотность $3,89 \text{ г/см}^3$, полное число атомов в единице объема $7,82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Средний атомный номер 13,6 и средний атомный вес 30.

Можно вычислить величину, характеризующую ядерные взаимодействия в эмульсии, — ядерное сечение на 1 г эмульсии, если известны парциальные сечения. В первом приближении (справедливом для больших энергий налетающих частиц) можно использовать геометрические сечения, и тогда тяжелые элементы дадут около 70% полного сечения.

Основной характеристикой эмульсии, определяющей ее способность отличать частицы с разными удельными потерями энергии на единице пути, является зависимость плотности проявленных зерен серебра $\Delta N / \Delta x$ в следе частицы от dE/dx . Общий характер зависимости $\Delta N / \Delta x = f(dE/dx)$ изображен на рис. 8.7. Степень отличия частиц с разными удельными потерями характеризуется наклоном кривой, а общая протяженность линейного участка определяет область наилучшей дискриминации. Абсолютные значения этой функции существенно зависят от типа эмульсии (в основном размера зерен в ней) и интенсивности проявительного

процесса. Если удельные потери энергии частицы вдоль трека больше некоторого порогового значения, то во всех зернах, лежащих на ее пути, будет создано скрытое изображение, и число проявленных зерен на единицу пути $\Delta N/\Delta x$ станет равным числу всех зерен на единицу пути. В этом случае плотность проявленных зерен не зависит от dE/dx — наблюдается эффект насыщения, который появляется при $\Delta N/\Delta x \approx 200$ зерен на 100 мкм пробега. При уменьшении dE/dx часть зерен вследствие флуктуаций потерь энергии в зерне останется непроявленной. В некотором диапазоне (обычно в интервале 30 ÷ 100 зерен на 100 мкм пробега) $\Delta N/\Delta x$ линейно связана с удельной потерей энергии. При очень малой

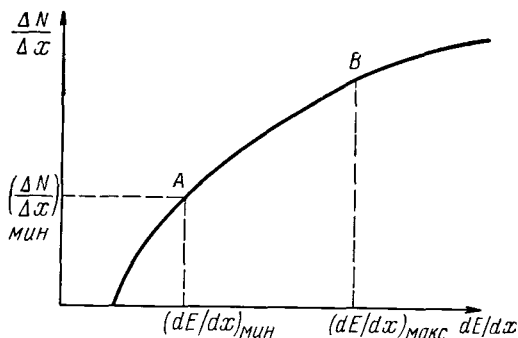


Рис. 8.7. Зависимость плотности проявленных зерен от удельных потерь энергии.

Точка А показывает минимальную, хорошо различимую на фоне зерен вуали плотность зерен в треке. АВ — область наилучшей дискриминации.

плотности проявленных зерен след частицы становится трудно различимым на фоне зерен вдали. Минимальная плотность зерен, которую еще можно выделить, зависит от типа слоя, технологии изготовления, условий облучения и т. д. и приближенно равна 10—20 зернам на 100 мкм пробега.

Поскольку информация о частице, прошедшей через эмульсию, восстанавливается по dE/dx и связанным с ней величинам, то необходимо знать dE/dx для эмульсии с возможно большей точностью. Линейные потери энергии для данного состава эмульсии могут быть вычислены по формулам гл. 3 в предположении аддитивности атомных тормозных способностей. Для многозарядных ионов со скоростями, меньшими $ze^2/\hbar$, необходимо учитывать изменение заряда при торможении. Однако трудно контролируемые изменения плотности и состава (влажности) эмульсии в процессе ее обработки вынуждают почти всегда прибегать к калибровке эмульсий, т. е. к их облучению заряженными частицами с известными характеристиками, и использовать их треки в качестве «стандарта».

8.3.2. Характеристики следов частиц в ядерной эмульсии

Пробег. В эмульсии пробег любой заряженной частицы является тем параметром, который измеряется наиболее точно. Однако существуют трудности и при его измерениях. Они обусловлены тем, что измерения проводятся в проявленной эмульсии, т. е. в среде, значительно деформированной и отличающейся от той, в которой первоначально был образован след.

Возникающие при измерении длин следов погрешности можно отнести к двум группам: 1) связанные с изменением свойств среды при обработке эмульсий (усадка, неравномерная влажность и т. д.) и 2) связанные с необходимостью восстанавливать истинный средний пробег по измеренным проекциям отдельных следов (ошибки отсчета, ошибки последнего зерна * и т. д.). Ошибки первой группы можно сделать в большинстве случаев пренебрежимо малыми при предварительной калибровке эмульсий частицами с известными характеристиками. Ошибки второй группы в среднем не превышают процента. Кроме того, из-за флуктуаций в потерях энергии пробеги моноэнергетических частиц распределены вокруг среднего. Величина разброса пробегов описывается распределением Гаусса с полушириной 1—2%. Так, для протонов с энергией 1 Мэв величина $\Delta R/R \approx 2\%$, а для протонов с энергией 100 Мэв $\Delta R/R \approx 1,2\%$.

Плотность проявленных зерен в треке. Если пробег частицы определяется ее полной энергией, то наблюдаемое почернение вдоль следа (плотность зерен на единицу длины $\Delta N/\Delta x$) зависит лишь от энергии, теряемой на ионизацию в зернах галоидного серебра. При определении $\Delta N/\Delta x$ желательно выбирать область линейной зависимости $\Delta N/\Delta x$ от dE/dx (область наилучшей дискриминации на рис. 8.7). Такие условия можно обеспечить выбором эмульсий с подходящей чувствительностью.

Многократное рассеяние частиц. При прохождении определенной толщины l эмульсии частица отклоняется от первоначального направления на угол $\bar{\alpha}$ в результате многих отклонений на малые углы на различных атомах в данном слое эмульсии. Теория приводит к следующему приближенному выражению для среднего наблюдаемого угла рассеяния **:

$$\bar{\alpha} = \frac{bz\sqrt{l}}{pv}, \quad (8.19)$$

* Ясно, что пробег частицы нельзя измерить с ошибкой меньше, чем размер зерна и расстояния между двумя соседними зернами, которое флуктуирует.

** В гл. 3 получено выражение для среднего угла рассеяния [см. формулу (3.14)]. По смыслу формулы (3.14) $\bar{\alpha} \equiv \sqrt{\langle \Delta \Theta^2 \rangle}$.

где p , v , z — импульс, скорость и заряд частицы; b — постоянная рассеяния. Для данной эмульсии b определяется экспериментально: измерением угла $\bar{\alpha}$ для частиц с известными p , v , z . Приблизительно величина b равна $25 \frac{\text{град} \cdot \text{Мэв}}{(100 \text{ мкм})^{1/2}}$. На рис. 8.8 приве-

дена зависимость $\bar{\alpha}$ от энергии для протонов. С ростом энергии протона уменьшается $\bar{\alpha}$, и, следовательно, растут ошибки в определении

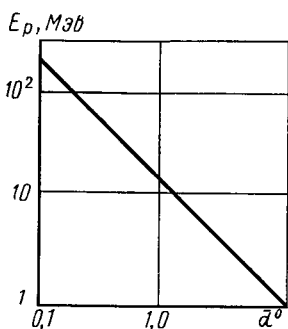


Рис. 8.8. Зависимость среднего угла рассеяния протонов в эмульсии от энергии. Толщина слоя эмульсии 100 мкм.

характеристик частицы. Чтобы уменьшить ошибки $\Delta\bar{\alpha}/\bar{\alpha}$ до 10—15%, необходимо измерять $\bar{\alpha}$ на пути примерно 0,1 см при энергии протона 20 Мэв и на пути, равном 1,5 см, при энергии протона 200 Мэв.

Число δ -электронов на единице пути. Ионизацию в эмульсии производит не только первичная частица. Часть зерен образует скрытое изображение в результате вторичной ионизации быстрыми δ -электронами, созданными частицей. В зависимости от природы частицы, т. е. ее заряда и скорости, относительное значение первичной и вторичной ионизаций меняется в распределении проявленного серебра в следе. Так, однозарядные частицы производят значительно

меньше δ -электронов с необходимыми энергиями, чем многозарядные. Следы δ -электронов вблизи трека частицы можно выделить, если в треке δ -электрона есть несколько проявленных зерен. Полное число δ -электронов на 1 см пути с энергией, большей E_e , образуемое частицей с зарядом z и скоростью v , дается выражением (3.24). Для эмульсии стандартного состава число δ -электронов на 100 мкм пробега частицы

$$N_{\delta}^{100} = \frac{2,7z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{E_e} - \frac{1}{2m_0\beta^2} \right), \quad (8.20)$$

где, как обычно, m_0 — масса покоя электрона; E_e и m_0 — в кэв.

Основным недостатком метода счета δ -электронов является малая статистическая надежность. Так, для больших скоростей плотность δ -электронов с энергией, большей 15 кэв, приближается к постоянному значению 0,2 на 100 мкм пути для протонов. При $E_e = 15$ кэв образуется 3—4 проявленных зерна вдоль трека δ -электрона.

Идентификация ядерных реакций на ядрах в эмульсии. В настоящее время основная область применения метода ядерных эмульсий — это изучение элементарных актов расщепления ядер, особенно в тех случаях, когда поток частиц, вызывающих расщепления,

мал. Однако этот метод обладает существенным недостатком, заключающимся в том, что химический состав эмульсии, во-первых, сложен и, во-вторых, его нелегко изменить. Это вызывает как трудности идентификации ядра, претерпевшего взаимодействие, так и трудности введения в эмульсию нужных ядер. Состав эмульсии позволяет разбить ядерные взаимодействия на три группы: 1) взаимодействие с водородом; 2) взаимодействие с легкими ядрами; 3) взаимодействие с ядрами Ag и Br. Такая классификация оправдывается тем лучше, чем выше энергия бомбардирующих частиц, поскольку сечения взаимодействия при высоких энергиях плавно меняются от ядра к ядру и ядерные свойства соседних ядер перестают различаться. Разделение неупругих взаимодействий между легкой и тяжелой группами ядер (при энергиях налетающей частицы 20—100 Мэв) обычно производят по α -частицам, так как при средних энергиях возбуждения ядер Ag и Br вероятность испускания α -частиц с энергией примерно меньше 10 Мэв этими ядрами очень мала, поскольку потенциальный барьер для вылета α -частиц равен соответственно 14 и 12 Мэв.

Для изучения расщеплений ядер, не присутствующих в эмульсии, можно вводить их, например, пропитывая эмульсию раствором соли данного элемента. При этом число введенных атомов не превышает нескольких процентов от ядер собственно эмульсии. Такой метод практически оправдан и удобен в том случае, если характер взаимодействия введенных ядер с налетающими частицами заметно отличается от взаимодействия с ядрами эмульсии, например изучение деления тяжелых ядер при взаимодействии с протонами высоких энергий. Если исследуемое вещество не может быть введено в эмульсию, то его можно в виде мелкозернистого порошка, фольг или тонких проволочек расположить между слоями эмульсии, изготовив так называемый сандвич.

§ 8.4. ИСКРОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В последние годы в физике высоких энергий широкое распространение получил новый прибор — искровая камера, с помощью которой проведено много важных исследований.

Искровая камера состоит из набора плоских электродов, помещенных в газ. После прохождения через искровую камеру заряженной частицы на ее электроды подается импульсное напряжение с амплитудой в десятки и сотни киловольт. Электроны, созданные заряженной частицей вблизи ее траектории, ускоряются электрическим полем и вызывают в малом объеме вблизи трека свечение газа. Светящийся след частицы фотографируется. Искровые камеры могут работать и в магнитном поле.

Искровая камера создана на основе более старого детектора — искрового счетчика, состоящего из двух плоских электродов, на которые постоянно подано высокое напряжение. Он до сих

пор сохранил свое значение как прибор с очень малым временем запаздывания сигнала по отношению к времени возникновения ионизации в чувствительном объеме счетчика. Общим для обоих детекторов является механизм возникновения и развития пробоя в межэлектродном промежутке при прохождении заряженной частицы. Подробное описание принципов действия устройства и методов применения искровых камер и счетчиков можно найти в монографии [6].

Механизм пробоя в газе между двумя плоскими электродами. По определению искровой разряд — неустойчивый необратимый процесс перехода от одного значения тока между электродами к другому. Одной из форм искрового разряда и является пробой между двумя электродами в газе. Ток в начальный момент при таком пробое равен нулю, а в конце переходного процесса равен току дуги или току тлеющего разряда, если мощность источника тока ограничена.

При пробое концентрация ионов и электронов настолько велика, что определяющими становятся нелинейные эффекты, например локальные изменения напряженности внешнего электрического поля под влиянием объемного заряда. Основным процессом, обуславливающим развитие пробоя и распространение искры в межэлектродном газе, является фотоионизация — фотоэффект на атомах газа, который вызван фотонами, испущенными возбужденными атомами или ионами того же газа. Для фотоионизации энергия фотона должна быть больше потенциала ионизации, что возможно в случае: а) если межэлектродный промежуток заполнен смесью газов с различными потенциалами ионизации и возбуждения (например, смесью аргона и паров спирта), и б) при возбуждении глубоких атомных уровней того же газа. Сечение поглощения фотонов для большинства газов порядка 10^{-17} см², что в нормальных условиях соответствует длине свободного пробега до поглощения, меньшей 10^{-2} см. В развитии пробоя участвуют оба эти механизма, относительное значение каждого зависит от наполнения камеры.

Рассматривая развитие пробоя между электродами, можно выделить следующие стадии этого процесса: а) формирования и развития электронной лавины; б) образования плазменного канала между электродами; в) самого разряда.

Начальная стадия развития пробоя в разрядном промежутке с плоскими электродами, а следовательно, и с постоянной в пространстве напряженностью электрического поля E совпадает со стадией развития лавины в пропорциональном и гейгеровском счетчиках, описанной в гл. 5. Суть ее в том, что при движении в поле с достаточно высокой напряженностью E электроны приобретают достаточную энергию для ионизации нейтральных молекул и инициирования электронной лавины. Число электронов в лавине описывается формулой $n = n_0 e^{\alpha x}$, где x — расстояние вдоль поля от точки возникновения первичной ионизации, коэф-

эффициент α зависит от давления, напряженности поля и свойств газа. Во второй стадии развитие разряда идет по-разному в цилиндрическом счетчике и в счетчике с плоскими электродами. В образовании последовательной серии лавин основное значение имеет фотоэффект на катоде. Развитие процесса во времени связано с дрейфом положительных ионов к катоду, вырыву электронов из катода, дрейфу последних к аноду и развитию следующей лавины. Для межэлектродных расстояний 1 см время развития пробоя при таком процессе составляет сотни микросекунд. Разряд между двумя плоскими электродами может, при достаточно большой величине E , развиваться гораздо быстрее, если возникают такие условия, при которых в образовании искрового пробоя главное значение имеет фотоионизация — механизм, не связанный с медленным движением к электроду тяжелых ионов.

Интенсивность процесса фотоионизации пропорциональна плотности ионов в лавине, т. е. степени развития первой стадии пробоя. Рассмотрим этот процесс несколько подробнее.

Искровой разряд, возникающий в межэлектродном пространстве, после появления там свободных электронов начинается с возникновения электронной лавины, число электронов в которой экспоненциально растет с пройденным ею расстоянием. Чем больше электронов и ионов в лавине, тем сильнее искажается внешнее поле пространственным зарядом лавины. Особенно сильно это искажение в головке лавины. Собственное электрическое поле лавины E_s направлено противоположно внешнему. Чем больше E_s , тем меньше α и тем медленнее развивается лавина. Если лавина в своем движении прошла такое расстояние $l_{кр}$, при котором E_s приближенно равно напряженности внешнего поля, то рост лавины прекращается совсем. Ее пространственный заряд в это время равен $en_0e^{\alpha l_{кр}}$. Дальнейшее развитие пробоя зависит от того, успеет ли лавина, проходя между электродами, достичь критического значения $l_{кр}$. При малом разрядном промежутке d и малом давлении газа p , когда значения $l_{кр}$ невозможно достичь, продолжение разряда связано с движением положительных ионов к катоду и вырыву из него новых электронов, т. е. происходит за времена порядка десятков микросекунд. При больших значениях pd (естественно, и при достаточно большой E) лавина достигает критических размеров внутри разрядного промежутка, и пробой происходит гораздо быстрее за времена порядка десятка наносекунд.

Механизм быстрого пробоя обусловлен возникновением сильного электрического поля объемного разряда в лавине, достигшей критического размера. Внутри лавины напряженность поля уменьшается, а спереди и сзади ее резко увеличивается. В этом сильном локальном поле фотоэлектроны, созданные в близлежащих к лавине слоях газа фотонами из основной лавины, сами образуют вторичные дочерние лавины, которые в дальнейшем сливаются с основной. Наиболее вероятно образование дочерних

лавины в направлении оси основной, т. е. там, где поле максимально. В итоге вдоль поля по направлению к катоду распространяется пространственный заряд, образуется плазма. Этот процесс образования и развития в направлении к катоду канала сильно ионизированной плазмы называется *положительным стримером*. Одновременно с ним развивается и *отрицательный стример*, так как головка лавины движется к аноду, а объемный заряд в ней увеличивается за счет того же процесса ионизации близлежащих слоев газа фотонами из основной лавины и образования дочерних лавин.

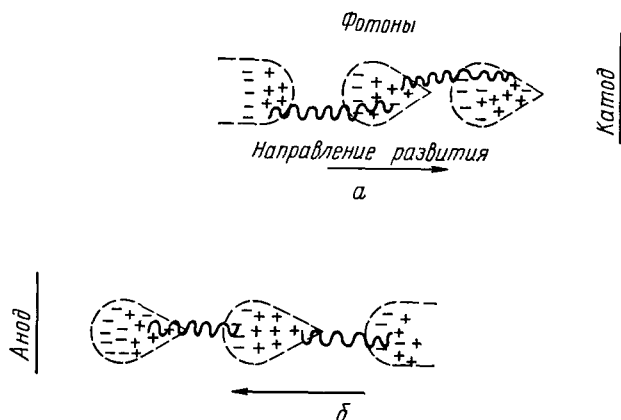


Рис. 8.9. Схемы развития положительного (а) и отрицательного (б) стримеров.

Развитие положительных и отрицательных стримеров показано на рис. 8.9. Ясно, что образование стримера возможно лишь в том случае, когда в результате развития первой лавины образовался минимум один фотоэлектрон, способный вызвать вторичную лавину. Существует эмпирическое условие перехода от лавины к стримеру:

$$\alpha d \geq 20, \quad (8.21)$$

где α — показатель в формуле, описывающей развитие лавины, по смыслу совпадающий с обратной длиной свободного пробега электрона до ионизации $\alpha = f(E/p)$ [см. формулу (5.61)]; d — межэлектродное расстояние. Критический размер лавины в момент перехода в стример

$$l_{кр} = 20/\alpha(E/p).$$

Скорость распространения положительного и отрицательного стримеров значительно превышает скорость распространения лавины, достигая значений 10^8 см/сек.

Время формирования разряда (рис. 8.10) при больших значениях напряженности ($E > 50$ кВ/см) порядка 10^{-9} сек. При боль-

ших напряженностях поля время формирования не зависит от длины разрядного промежутка. После замыкания стримерами межэлектродного промежутка искровой канал вследствие интенсивной ионизации внутри и вне его заполняется высокотемпературной плазмой. В этом канале за счет внешнего электрического поля выделяется огромная энергия (10^6 — 10^7 эрг на 1 см длины канала), температура газа в канале резко возрастает, сам канал расширяется, и возникает ударная волна. Для регистрации факта возникновения искры и места ее возникновения можно использовать не только свечение, сопровождающее пробой, как это обычно делается, но и звуковой сигнал.

Из-за флуктуаций в развитии стримеров, возникающих в резко неоднородном поле пространственного заряда, направление развития пробоя может меняться для одного и того же стримера или даже могут возникать ветвления разряда. Искривление и ветвление зависят от интенсивности фотоионизации, т. е. от вида газа, его давления, наличия примесей и т. д.

До сих пор описывалось развитие пробоя, который распространяется вдоль направления внешнего электрического поля. Однако при определенных условиях, которые накладываются на форму импульса высоковольтного напряжения, подаваемого на электроды и на газ, заполняющий межэлектродный промежуток, разряд распространяется вдоль трека частицы, а не по полю. Существование такого эффекта объясняется взаимодействием соседних стримеров, развивающихся из разных точек вдоль трека частицы. Локальные, резко неоднородные электрические поля вблизи стримеров влияют на развитие пробоя сильнее, чем внешнее поле. Этот эффект используется в камерах с большим (до 50 см) межэлектродным расстоянием, в таких камерах удается воссоздать трек частицы, прошедшей под углом не больше 40 — 50° к направлению внешнего электрического поля.

Искровой счетчик. Искровая камера явилась развитием более старого детектора частиц — искрового счетчика, который состоит из двух находящихся в газе параллельно расположенных плоских электродов, между которыми постоянно приложено высокое напряжение. Развитие разряда в этой системе происходит гораздо быстрее, чем в счетчике с тонкой нитью — катодом, благодаря образованию стримеров. При достаточно большом потенциале на пластинках начавшаяся ударная ионизация завершается возникновением искрового пробоя, который обычно сопровождается хорошо слышимым щелчком. Визуально наблюдается яркая, четко

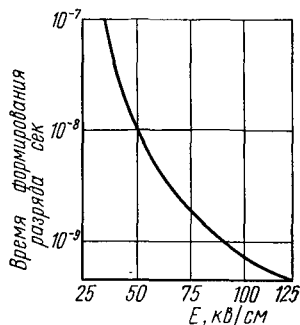


Рис. 8.10. Зависимость времени формирования искрового разряда от напряженности электрического поля для воздушного промежутка.

локализованная вблизи образования первичной ионизации искра, которую легко можно сфотографировать. Возникающий при разряде импульс напряжения на счетчике регистрируется без всяких усилительных устройств, так как его амплитуда равна нескольким тысячам вольт.

Основное преимущество искровых счетчиков перед счетчиками с тонкой нитью — малое запаздывание разряда по отношению к моменту появления ионизации в межэлектродном промежутке. Малое запаздывание объясняется тем, что в плоскопараллельном счетчике электрическое поле постоянно по объему и электронная лавина может начаться в любой точке между пластинами. Время задержки между появлением заряженной частицы и ее регистрацией меньше 10^{-9} сек. При очень больших напряжениях электрического поля при заполнении межэлектродного промежутка быстрой смесью газов аргон — пары спирта удается получить импульс со счетчика с фронтом 10^{-10} сек и флуктуациями фронта 10^{-11} сек.

Необходимо отметить, что искровые счетчики можно назвать быстрыми только в смысле малого времени запаздывания разряда в них по отношению к моменту прохождения заряженной частицы. Использовать их для регистрации интенсивных потоков заряженных частиц невозможно из-за большого мертвого времени, измеряемого миллисекундами, поскольку после каждого разряда со счетчика необходимо снять напряжение для восстановления начальных рабочих условий. Так же, как и в счетчиках с тонкой нитью, напряжение на электродах после разряда можно уменьшить, если последовательно с источником питания включить большое гасящее сопротивление или использовать специальную гасящую схему. Для предотвращения образования новых электронов при нейтрализации положительных ионов на катоде * счетчик заполняется благородным газом с органическими добавками. Мертвое время растет с увеличением площади электродов, так как при этом возрастают емкость счетчика и соответственно энергия, выделяемая при одном разряде. Чем больше мощность искры, тем большее время требуется для восстановления рабочего состояния. В основном по этой причине площадь электродов в счетчике с постоянным питанием не превосходит нескольких десятков см². Большая мощность разряда определяет и малый срок службы счетчиков без перенаполнения. После 10^6 — 10^8 имп счетчик необходимо очистить и вновь заполнить.

Если расстояние между электродами в плоском счетчике мало, а давление газа невелико, то заряженная частица, проходя через разрядный промежуток, может и не вызвать пробой, иными словами, эффективность регистрации может быть меньше единицы. Эффективность регистрации (по пробую), которая определяется минимальным числом начальных электронно-ионных пар, необ-

* Это явление было рассмотрено в гл. 5.

ходимых для создания пробоя, зависит от перенапряжения ΔU , равного разности между фактическим напряжением на счетчике и напряжением начала счета, и достигает единицы при $\Delta U > 1$ кв. При малых ΔU появление в чувствительном объеме счетчика электронов может привести к образованию только лавины, а она не регистрируется. Зависимость эффективности от ΔU приведена на рис. 8.11. Увеличение эффективности регистрации при росте ΔU связано с ростом величины α в формуле (8.24).

Счетные характеристики искровых счетчиков в общем похожи на характеристики счетчиков с тонкой нитью. В лучших из них ширина плато при межэлектродных расстояниях в долях сантиметра достигает нескольких киловольт.

Для уверенной работы счетчика, связанной с отсутствием ложных разрядов, необходимы тщательная очистка поверхности и краев электродов и их эквидистантная установка.

Управляемый искровой счетчик. Качественно новые возможности искровых счетчиков выявились после применения импульсного питания. Блок-схема включения счетчика приведена на рис. 8.12. Высокое напряжение подается на электроды только в том случае, когда нужная частица прошла через запускающие счетчики.

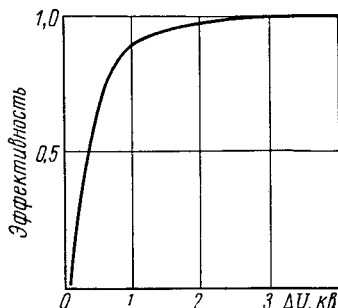


Рис. 8.11. Зависимость эффективности искрового счетчика от перенапряжения.

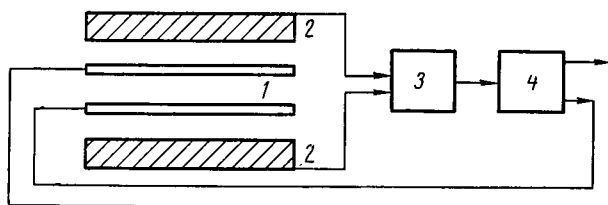


Рис. 8.12. Блок-схема искрового счетчика с импульсным питанием:

1 — искровой счетчик; 2 — счетчики управления; 3 — схема совпадения; 4 — источник импульсного напряжения, запускаемый схемой совпадений.

Сигнал подачи импульсного напряжения может поступить и не от запускающих счетчиков, а от любого генератора сигнала, например от импульсного ускорителя частиц. В такой схеме включения искровой детектор уже не является счетчиком всех проходящих частиц, как обычный плоскопараллельный искровой счетчик, он определяет по искре место прохождения заранее выделенной частицы.

Кроме импульсов высокого напряжения на электроды счетчика подается небольшое постоянное напряжение, которое необходимо для создания в газовом промежутке «очищающего» поля, убирающего ионы и электроны, оставшиеся после разряда. Если эти ионы и электроны не удалить, то при подаче следующего импульса на электроды пробой может возникнуть совсем не в месте прохождения заряженной частицы. Через некоторое время τ_m , называемое мертвым временем, когда из межэлектродного промежутка будут убраны все ионы и электроны, счетчик возвратится в начальное состояние и место пробоя вновь будет определяться местом прохождения заряженной частицы. Характерная величина τ_m — несколько миллисекунд. Управляемый счетчик в сущности является уже простейшей искровой камерой, позволяющей локализовать место и определить время прохождения заряженной частицы. Рассмотрим его работу и введем некоторые понятия, используемые при характеристике свойств искровых камер.

Для того чтобы счетчиком управляли те частицы, которые уже прошли через его чувствительный объем, необходимо наличие «памяти». *Временем памяти* τ_n называют время, в течение которого в искровом промежутке сохраняются электроны, способные инициировать разряд. Численно оно равно такому времени задержки поступления высоковольтного импульса на электроды счетчика по отношению к моменту пролета между электродами заряженной частицы, при котором вероятность вызвать разряд в 2 раза меньше, чем при подаче импульса без задержки. Время памяти в основном определяет и *разрешающее время* счетчика, которое равно сумме $\tau_n + \tau_{имп}$, где $\tau_{имп}$ — длительность импульса высокого напряжения на электродах. Время памяти зависит в основном от вида газа и величины очищающего напряжения. Величина τ_n может меняться от долей микросекунды до сотен микросекунд.

Хорошие временные характеристики счетчика или камеры получаются тогда, когда τ_n близко к времени задержки высоковольтного импульса τ_3 . При $\tau_n < \tau_3$ мала эффективность регистрации, при больших τ_n детектор будет обладать плохой разрешающей способностью во времени, одновременно будет регистрироваться много следов, обусловленных разновременными событиями, и интерпретация снимков будет затруднена.

Важная характеристика управляемого искрового счетчика — эффективность регистрации проходящих через газовый промежуток заряженных частиц, которая равна отношению числа зарегистрированных частиц к числу частиц, прошедших через счетчик. Для многоэлектродной камеры можно говорить об эффективности отдельного разрядного промежутка. В отличие от неуправляемого искрового счетчика, эффективность которого зависит только от параметров газа, размеров искрового промежутка и перенапряжения, эффективность управляемого счетчика — функция времени памяти и времени задержки высоковольтного импульса питания.

Сделаем оценку эффективности управляемого счетчика (или разрядного промежутка в искровой камере). Допустим, что разряд возникает каждый раз, когда к моменту появления высоковольтного импульса на электродах счетчика в межэлектродном промежутке есть хотя бы один свободный заряд, способный вызвать лавину. После своего образования ионы и электроны в межэлектродном промежутке дрейфуют к электродам под действием очищающего электрического поля, проходя к моменту появления высоковольтного импульса расстояние $l = wt$, где t — время пребывания иона или электрона в очищающем поле до возникновения пробоя; w — скорость дрейфа иона или электрона в электрическом поле. Время t складывается из времени задержки τ_3 и времени нарастания амплитуды импульса питания до величины, достаточной для развития стримера. Обычно величина t близка к τ_3 , и в последующей оценке будем полагать $t = \tau_3$.

Электроны могут вызвать пробой, если они были образованы заряженной частицей в зоне величиной $d - l_{кр}$, где d — межэлектродное расстояние, так как в этом случае за время дрейфа t они не успеют попасть на электрод. В этом приближении эффективность регистрации заряженной частицы в счетчике

$$\varepsilon = 1 - \exp \left[- \frac{dE}{dx} \cdot \frac{\rho}{w} (d - l_{кр}) \right]. \quad (8.22)$$

где ρ — плотность газа; w — энергия, затрачиваемая на образование пары ионов в газе. Нетрудно видеть, что это выражение получено из формулы Пуассона (2.3) и выражает вероятность рождения заряженной частицей хотя бы одного электрона в зоне глубиной $d - l_{кр}$. Величина ε заметно отличается от единицы при $d \approx l_{кр}$ и малых давлениях газа. Эффективность можно повысить, увеличив, например, d , но это приведет к росту времени памяти τ_n , что не всегда удобно.

Искровая камера. От управляемого искрового счетчика она отличается только размерами (они обычно больше) и числом электродов. В большинстве случаев искровая камера представляет собой систему плоскопараллельных электродов, помещенную в замкнутый объем, который может наполняться газом до давления, близкого к атмосферному. Электроды камеры соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, а на другую подается высоковольтный импульс (10—20 кВ) длительностью $\sim 10^{-7}$ сек. Подача импульса производится в том случае, если искровую камеру пронизывает частица, летящая в заданном направлении*. Импульс вырабатывается системой, состоящей из управляющих счетчиков, схем совпадений и генератора высоковольтных импульсов. В результате в камере возникают искры вдоль следа частицы, которые и фотографируются в нескольких проекциях. На рис. 8.13

* Возможна и иная схема запуска, выделяющая нужное событие.

приведена схема искровой камеры и показаны пробой межэлектродных промежутков, определяющие траекторию частицы. Площадь электродов в больших камерах может достигать десятков квадратных метров. Величина межэлектродных расстояний может меняться от нескольких миллиметров до десятков сантиметров, определяя во многом свойства камеры.

Если поместить камеру в магнитное поле, то изменяется условие образования разряда в ней, так как на движущиеся ионы действует дополнительная сила, приводящая к смещению колонки

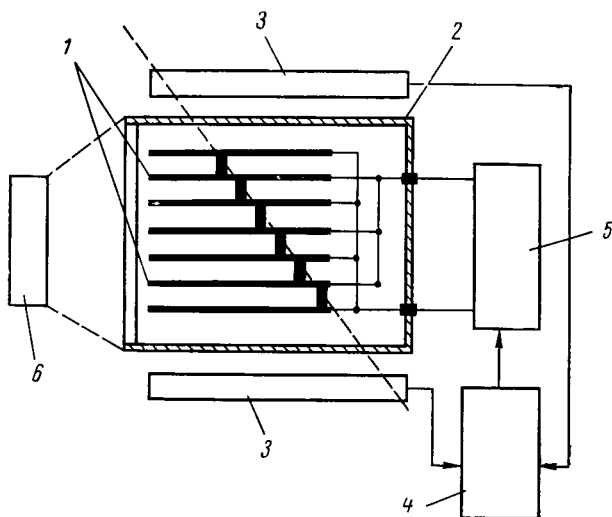


Рис. 8.13. Схема искровой камеры:

1 — электроды камеры; 2 — герметичный кожух; 3 — управляющие счетчики; 4 — схема совпадений; 5 — источник импульсного питания; 6 — стереосфотоаппарат.

первичных ионов, за счет совместного действия постоянных магнитного и электрического (очищающего) полей. Однако практически характеристики камеры меняются лишь в незначительной степени (растет, например, время памяти), и камеры успешно работают в магнитных полях, что позволяет получать информацию об импульсе и знаке заряда частицы по кривизне ее траектории.

Идеальная камера должна иметь широкое плато на счетной характеристике, время памяти, близкое к времени задержки импульса питания, малое мертвое время. Весьма важно, чтобы в камере была возможна регистрация нескольких треков частиц, прошедших через камеру одновременно. Кроме того, для камер с большими межэлектродными расстояниями важна изотропность, т. е. разряд в ней должен развиваться вдоль трека частицы независимо от угла между направлениями трека и внешнего электрического поля.

Характеристики камеры, время памяти например, в значительной мере зависят от свойств заполняющего камеру газа. Поэтому обычно выделяют воздушные камеры, относя к ним также камеры с воздушно-арговым наполнением и камеры с наполнением благородными газами.

Воздушная камера. Специфические свойства такой камеры определяются тем, что в рабочей смеси газов, заполняющих камеру, есть электроотрицательный газ — кислород. Поэтому любая камера, наполненная смесью с электроотрицательным газом, будет близка по свойствам к воздушной.

В воздушной камере электроны, образованные заряженной частицей, очень быстро — за времена порядка 10^{-8} сек — захватываются молекулами кислорода, образуя электроотрицательные ионы. Поскольку τ_3 всегда значительно больше 10^{-8} сек, то к моменту появления высоковольтного напряжения на электродах свободных электронов в газе нет. Вдоль следа заряженной частицы существуют лишь тяжелые ионы, медленно дрейфующие от следа. Лавина и стример возникают тогда, когда ускоренный в сильном электрическом поле электроотрицательный ион в результате столкновений с нейтральными молекулами потеряет «лишний» электрон. Для отрыва электрона от молекулы кислорода необходима энергия около 0,5 эв. Оценим величину напряженности электрического поля E , необходимую для развития разряда в воздушной камере. Энергия $E_{\text{ср}}$, приобретаемая ионом при движении вдоль поля на длине свободного пробега λ , приблизительно равна $E\lambda$. Для воздуха $E_{\text{ср}} = 10^{-2} E/p$, где E — в в/см , а давление p — в мм рт. ст. Следовательно, для развития лавины в воздушной камере при атмосферном давлении необходимо $E \approx 40 \text{ кв/см}$, что близко к реально существующим в воздушных камерах напряженностям импульсных электрических полей.

Воздушная камера «помнит» о треке заряженной частицы до тех пор, пока отрицательные ионы не уйдут так далеко от места их рождения, что будут в дальнейшем неспособны инициировать лавину и стример. Так как скорости дрейфа отрицательных ионов малы, то время памяти в камерах с ионным механизмом памяти велико и достигает сотен микросекунд.

Чем с большей задержкой будет подан на электроды камеры импульс высокого напряжения, тем менее точно из-за смещения зарядов под действием электрического поля будет локализован разряд вдоль трека частицы. В воздушной камере точность локализации искр определяется не дрейфом отрицательных ионов, а дрейфом электронов до их захвата кислородом. Среднеквадратичное смещение электрона приблизительно равно $\sqrt{2D\langle t \rangle}$, где D — коэффициент диффузии; $\langle t \rangle$ — среднее время жизни до прилипания. При $D \approx 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ и $\langle t \rangle \approx 10^{-8} \text{ сек}$ среднеквадратичное смещение порядка 10^{-2} см .

Необходимо учитывать, что в воздушной многоэлектродной камере пробой развивается по направлению внешнего электри-

ческого поля, и трек частицы восстанавливается по точкам возникновения искры в каждом межэлектродном промежутке. Положения этих точек и смещается при дрейфе электронов.

Одним из недостатков воздушной искровой камеры является малая эффективность регистрации двух или более частиц, прошедших через один и тот же разрядный промежуток одновременно. Уменьшение эффективности регистрации связано с ионным механизмом памяти. При одновременном образовании ионов в разных точках разрядного промежутка стримеры возникают в разное время из-за значительных флуктуаций времени отрыва электронов от атома кислорода. В результате первый пробой резко уменьшает напряжение на электродах, и вероятность последующих пробоев становится существенно меньше. В одной из действующих камер вероятность возникновения двух искр в одном промежутке уменьшилась до 0,8 (при одном треке она близка к единице), а в трех — до 0,65. Вторым существенным недостатком воздушных искровых камер — плохая разрешающая способность по времени, которая также определяется ионным механизмом памяти.

Искровые камеры с наполнением инертными газами. Самый распространенный тип таких камер — камеры с малыми межэлектродными расстояниями. Стример в них возникает в месте прохождения частицы и распространяется вдоль направления электрического поля. Механизм памяти в таких камерах электронный, т. е. возникновение разряда возможно до тех пор, пока электроны, а не отрицательные ионы, как у воздушных камер, остаются в межэлектродном промежутке. Время памяти может изменяться от долей микросекунды до десятка микросекунд в зависимости от некоторых параметров: состава, давления газа, величины очищающего поля, фронта импульса высоковольтного питания.

Максимальное значение τ_n ограничено диффузией или дрейфом электронов от следа частицы, оно уменьшается с ростом очищающего поля и увеличивается при добавлении в газовую смесь примеси электроотрицательного газа.

Мертвое время камеры, конечно, не может быть меньше мертвого времени отдельного разрядного промежутка, которое зависит от тех же параметров, что и τ_n , и может быть уменьшено примерно до 100 мксек. На практике мертвое время всей камеры часто ограничивается не скоростью восстановления начальных условий в разрядном промежутке, а скоростью работы вспомогательных устройств: киноаппаратуры, импульсных источников питания.

В искровой камере с электронным механизмом памяти флуктуации во времени начала лавины малы * и поэтому возможна одновременная регистрация нескольких треков без заметного уменьшения эффективности регистрации каждого.

* Одновременность начала развития лавин и стримеров в разных точках межэлектродного промежутка означает, что заметное уменьшение напряжения на электродах из-за резкого возрастания тока разряда наступит уже после того, как разряды разовьются во всех точках, через которые прошли частицы.

Основным назначением искровой камеры является определение траектории заряженных частиц, и с этой точки зрения многоэлектродная камера с малыми зазорами между электродами не может обеспечить очень высокую точность, так как в ней разряд развивается по полю и точность измерения координат трека частицы определяется межэлектродными расстояниями.

В последнее время успешно разрабатываются искровые камеры с большими (50 см и больше) искровыми промежутками, в которых разряд развивается вдоль трека частицы, а не по направлению электрического поля. Такие камеры называют *стримерными* или *трековыми*.

Механизм образования разряда вдоль траектории частицы в трековой камере в том случае, когда траектория существенно наклонена к плоскости электродов, по-видимому, заключается в особенностях формирования стримеров. При прохождении заряженной частицы в камере остается цепочка электронов, причем каждый следующий электрон расположен ближе к пластине. При подаче высоковольтного импульса каждый электрон инициирует лавину, и для наклонных траекторий вблизи электронного облака одной лавины оказывается облако положительных ионов соседней лавины. При соответствующем расположении этих облаков между ними может возникнуть настолько сильное электрическое поле, что дальнейшее развитие лавин будет определяться этим полем, а не внешним электрическим полем.

Ясно, что такой механизм будет эффективен лишь до некоторых критических значений угла наклона траектории (примерно $40-50^\circ$), а следовательно, и величина отклонения искр от пути частицы будет зависеть от угла. Описанный механизм также очень чувствителен к крутизне фронта высоковольтного импульса. При медленном нарастании напряжения электроны «сдвигаются» со следа и разряд развивается вдоль поля. Чем круче фронт импульса, тем точнее локализуются разряды вдоль пути частицы. Необходимы времена нарастания импульса меньше 10^{-8} сек. Характеристикой точности воспроизведения пути частицы может служить среднеквадратичное отклонение разрядов σ от средней траектории. Для траекторий с углом наклона $\Theta \leq 10^\circ$ величина $\sigma \approx 0,2$ мм, а для $\Theta \approx 40^\circ$ достигает 1—2 мм. Величина σ существенно зависит от параметров камеры и высоковольтного импульса.

При пролете частицы параллельно электродам искровой камеры место ее прохождения известно с точностью до межэлектродного расстояния, так как на пути частицы образуется цепочка искр, идущих от одного электрода к другому. Однако и в этом случае при определенных условиях возможно воссоздание траектории частицы. Для этого газовый разряд искусственно обрывается в начальной стадии с помощью пробоя воздушного разрядника, включенного параллельно камере. Разряд при этом не замыкается на электроды. След частицы состоит из нескольких светлых штрихов, длина которых может быть доведена до 10 мм и менее.

Яркость следа в подобной камере существенно меньше. Полной изотропии камеры можно добиться, если оборвать разряд на стадии лавины, однако интенсивность следа в этом случае становится настолько малой, что приходится прибегать для регистрации трека к электроннооптическим усилителям света *.

Искровые камеры, работающие в режиме незаключенного разряда, обладают очень ценным свойством: у них яркость отдельных искр различна для частиц с разной ионизирующей способностью, т. е. зависит от начальной ионизации. Степень различия зависит от того, на какой стадии прекращен разряд. Чем раньше это произошло, тем больше различие. От начальной ионизации зависит также и число стримеров на единицу длины и даже их длина. Количественная оценка этих зависимостей затруднена тем, что на способность дискриминировать частицы по dE/dx влияют еще некоторые параметры (свойства газа, фронт импульса и т. д.).

Характеристики треков частиц в искровых камерах. Искровая камера используется в основном в физике элементарных частиц для регистрации редких событий, отбираемых из большого числа фоновых. Обычная многоэлектродная камера очень удобна для измерения пробега заряженных частиц. Внутрь камеры можно поместить в виде пластин-электродов достаточно вещества, чтобы остановить самые энергичные частицы, при этом отдельные пластины могут быть сделаны весьма тонкими, чтобы обеспечить хорошее пространственное разрешение, а следовательно, и энергетическое разрешение. Энергию частицы можно определить по длине трека в искровой камере с точностью до 1—2%, т. е. с точностью, определяемой статистическими флуктуациями в длине пробега. Если камеру поместить в магнитное поле, то появляется возможность определить кривизну траектории частицы, а следовательно, знак заряда и импульс с точностью до величины заряда частицы. В стримерной камере можно различать частицы с разной плотностью ионизации.

В табл. 8.4 сопоставляются некоторые характеристики искровой камеры и трековых приборов.

Таблица 8.4

Сравнительные характеристики трековых приборов

Прибор	Пространственное разрешение, см	Время чувствительности, сек	Управляемость	Мертвое время, сек
Ядерная эмульсия	10^{-4}	—	Нет	—
Камера Вильсона	10^{-2}	10^{-2}	Есть	30
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-2}	Нет	1
Искровая камера	$2 \cdot 10^{-2}$	$(3-5) \cdot 10^{-7}$	Есть	10^{-2}

* Принцип действия электроннооптического усилителя будет описан в гл. 9.

§ 8.5. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ В ТРЕКОВЫХ ПРИБОРАХ

Методы восстановления характеристик частицы, оставившей видимый след в чувствительном объеме трекового детектора, не очень сильно зависят от типа прибора: камеры Вильсона, пузырьковой камеры или фотоэмульсии. В общем случае в трековом приборе можно измерить длину трека, радиус кривизны трека в магнитном поле, плотность трека, число δ -электронов, средний угол многократного кулоновского рассеяния.

В гл. 3 приведены формулы, связывающие пробег; удельные потери энергии и число δ -электронов с массой, импульсом и зарядом частицы. Используя их, можно связать измеренные характеристики трека частицы с параметрами самой частицы следующими соотношениями:

$$1) \text{ пробег } \mathcal{R} = \frac{M}{z^2} f(v); \quad (8.23)$$

$$2) \text{ удельная плотность трека } \frac{\Delta N}{\Delta x} = z^2 \varphi(v); \quad (8.24)$$

3) число δ -электронов вдоль трека

$$N_\delta = \text{const} \frac{z^2}{v^2}; \quad (8.25)$$

4) средний угол многократного рассеяния

$$\bar{\alpha} = \text{const} \frac{|z|}{pv}; \quad (8.26)$$

5) радиус кривизны трека в магнитном поле

$$\rho = \text{const} \frac{p}{zH}.$$

Конечно, не во всяком детекторе можно определить все пять характеристики. В табл. 8.4 и 8.5 указано, какие характеристики частиц можно измерить в каждом из рассмотренных в этой главе детекторах.

Для полного описания частицы, т. е. определения параметров, ее характеризующих: массы M , импульса p , энергии E , скорости v и заряда z — в общем случае необходимо определить три характеристики следа. При этом, если надо найти и знак заряда, то единственный способ сделать это — измерить направление отклонения трека в магнитном поле. Измерение кривизны траектории в магнитном поле позволяет получить дополнительное уравнение для определения импульса и заряда.

Как видно из табл. 8.5, наиболее полная информация о частице содержится в ее треке, зарегистрированном ядерной эмульсией.

Таблица 8.5

Параметры следов частиц, определяемые в трековых приборах

Прибор	Пробег	Плотность ионизации	Средний угол рассеяния	Число δ -электронов	Радиус кривизны
Камера Вильсона	Измеряется для частиц с малой энергией	Измеряется	Измеряется	Измеряется, если пробег δ -электронов больше 1—2 м.м	Измеряется
Пузырьковая камера	Измеряется	Практически не измеряется	»	Измеряется	»
Ядерная эмульсия	»	Измеряется	»	»	»
Искровая камера	»	Практически не измеряется	Не измеряется	Не измеряется	»

Поэтому проиллюстрируем методы определения характеристик частицы по параметрам ее следа на примере ядерной эмульсии. Такой разбор дает представление об анализе следов и в других трековых приборах.

В обычных случаях из-за сильной зависимости потерь энергии от заряда частицы определение заряда наиболее просто. Рассмотрим в качестве примера способы определения массы неизвестной однократно заряженной частицы *.

Измерение плотности зерен и пробега ($\Delta N/\Delta x$, $\mathcal{R}$). В этом методе используется то обстоятельство, что пробеги двух частиц с одинаковыми зарядами и скоростями пропорциональны их массам. Измерение массы заключается в том, что зависимость плотности зерен вдоль следа неизвестной частицы сравнивается с аналогичной зависимостью для протонов. Так как для частиц с одинаковым зарядом ионизационные потери зависят только от скорости, а число зерен на единице длины пропорционально dE/dx , то на участках следов двух частиц с одинаковой плотностью зерен их скорости были равны. Остаточные пробеги, соответствующие одинаковой плотности зерен, будут определять массу частицы, т. е.

$$\frac{M_x}{M_p} = \frac{\mathcal{R}_x^{\text{ост}}}{\mathcal{R}_p^{\text{ост}}},$$

где $\mathcal{R}_x^{\text{ост}}$, $\mathcal{R}_p^{\text{ост}}$ — остаточные пробеги неизвестной частицы и протона соответственно, отсчитываемые от точек с равной плотностью зерен. Чтобы получить достаточную точность в этом методе, необходимы длинные треки, так как плотность зерен не очень чувствительна к скорости частицы. Точность метода около 10%.

* К многочисленной группе однократно заряженных частиц относятся все элементарные частицы: лептоны, мезоны, адроны и гипероны.

Измерение среднего угла рассеяния $\bar{\alpha}$ и пробега $\mathcal{R}$. Отношение масс двух частиц определяется в этом методе сравнением углов многократного рассеяния при одном остаточном пробеге. Проиллюстрируем метод на примере частиц со сравнительно малыми скоростями. Будем считать, что для данного вида эмульсии известен средний угол многократного отклонения α_p для протонов в функции остаточного пробега протонов $\mathcal{R}_p^{\text{ост}}$. Из измерений получены α_x при остаточном пробеге $\mathcal{R}_x^{\text{ост}}$ для однозарядной частицы с неизвестной массой M_x . Из соотношений (8.23) следует, что при $z_p = z_x$

$$\frac{\bar{\alpha}_x}{\alpha_p} = \frac{E_p}{E_x}. \quad (8.27)$$

Соотношение между E_p и E_x можно получить из условия равенства сравниваемых остаточных пробегов $\mathcal{R}_x^{\text{ост}} = \mathcal{R}_p^{\text{ост}}$. Известно (см. § 3.4), что

$$\mathcal{R}_x(E_x) = \frac{M_x}{M_p} \mathcal{R}_p\left(\frac{M_p}{M_x} E_x\right). \quad (8.28)$$

Для протонов с энергией от нескольких мегаэлектронвольт до сотни мегаэлектронвольт зависимость пробега от энергии может быть представлена степенной зависимостью типа

$$\mathcal{R}_p = B E_p^n, \quad (8.29)$$

где B — константа. Тогда, если остаточные пробеги, на которых производится измерение среднего угла рассеяния, равны, т. е.

$$\mathcal{R}_x(E_x) = \mathcal{R}_p(E_p),$$

то, переписывая с учетом (8.27) и (8.29), получаем

$$B E_p = \frac{M_x}{M_p} B \left(\frac{M_p}{M_x} E_x\right)^n$$

или

$$\frac{E_p}{E_x} = \left(\frac{M_p}{M_x}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \frac{\alpha_x}{\alpha_p}.$$

Для пробегов протонов с энергией от 8 до 40 $Mэв$ в эмульсии величина $n = 1,72$ обеспечивает точность в соотношении пробег — энергия 2%. Следовательно, в этом случае

$$M_x = M \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_x}\right)^{2,39}. \quad (8.30)$$

В общем случае, когда нет аналитической зависимости пробега от энергии, прибегают к графическому анализу. Основной недо-

статок метода в том, что $\bar{\alpha}$ — слабая функция массы, а преимущества — независимость от характеристик и способов обработки эмульсий. При длине треков около 1 см точность в определении массы примерно 15%.

Измерение плотностей зерен $\Delta N/\Delta x$ и среднего угла рассеяния α . Этот метод оказывается единственным возможным, если частица не останавливается в эмульсионном слое и ее пробег неизвестен. Из (8.24) видно, что $\Delta N/\Delta x$ — функция только скорости частиц, но не массы и, следовательно, если сравнивать $\bar{\alpha}$ для трека протона и неизвестной частицы при одинаковых $\Delta N/\Delta x$ (одинаковых скоростях), то

$$\frac{\bar{\alpha}_x}{\bar{\alpha}_p} = \frac{M_p}{M_x}. \quad (8.31)$$

Наилучшая точность в определении M таким методом на пробеге около 5 см примерно 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д а с Г у п т а Н., Г о ш С. Камера Вильсона и ее применение в физике. М., Перев. с англ. Изд-во иностр. лит., 1947.
2. В и л ь с о н Дж. Камера Вильсона. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
3. А л е к с а н д р о в Ю. А. и др. Пузырьковые камеры. Под ред. Н. Б. Долоне М., Госатомиздат, 1963.
4. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Составители-редакторы Люк К. Юан, Ву Цзянь-сюн. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
5. К а л а ш н и к о в а В. И. Фотографические методы исследования излучений. Изд. МИФИ. М., 1962.
6. Д а й о н М. И. и др. Искровая камера. М., Атомиздат, 1967.

Г л а в а 9

ДРУГИЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 9.1. РЕГИСТРАЦИЯ СЛЕДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Во многих самых распространенных твердых изоляторах заряженные частицы с большой массой и энергией создают зоны повреждения или треки, которые можно наблюдать с помощью оптических или электронных методов усиления изображения. Впервые такие треки наблюдались с помощью электронного микроскопа в тонких кристаллах циркона ($Zr SiO_2$), облученных осколками деления урана. Треки были видны, так как радиационные повреждения обуславливали дифракцию электронов на треке. Следы осколков были обнаружены этим методом и в других материалах, но сама процедура их наблюдения была очень трудоемка и требовала приготовления очень тонких образцов (толщиной меньше,

чем $3 \cdot 10^{-5}$ см). Так как в этом методе использовалось большое усиление, то найти трек было нелегко, а в поле зрения микроскопа наблюдалась лишь часть трека.

В дальнейшем было найдено, что треки можно «проявлять», т. е. увеличивать, облегчая тем самым их наблюдение. Идея «проявления» состоит в том, что поврежденные области твердого тела разъедаются различными химическими соединениями гораздо более быстро, чем неповрежденные. Впервые этот эффект был обнаружен на слюде. Если образец слюды, содержащий следы частиц, поместить в раствор фтористоводородной кислоты, то кислота быстро проникает на всю глубину следа (трека), превращая поврежденную область в четко очерченную полую трубку диаметром около 50 Å. При этом диаметр следа увеличивается до такой величины, когда он становится больше длины волны видимого света, и, следовательно, сама трубка становится видимой в оптическом микроскопе (в проходящем свете как темный объект на светлом фоне).

В некоторых материалах, таких, как слюда и циркон, скорость увеличения диаметра трубки много меньше скорости травления по глубине следа. Это обстоятельство обеспечивает сохранение цилиндрической формы растравливаемого следа. В материалах типа стекла скорость увеличения диаметра при травлении хотя и меньше скорости травления вглубь, но сравнима с ней. В этом случае протравленные следы имеют скорее коническую, чем цилиндрическую форму. В некоторых диэлектриках (кальците или LiF) возникают только мелкие углубления. Диаметр протравленного следа в стекле достигает 20—50 мкм, причем примерно до 20 мкм диаметр увеличивается линейно со временем травления.

Формы протравленных следов весьма различны и зависят от материала, травителя, времени и температуры при травлении. Можно утверждать лишь следующее: почти во всех изоляторах — минералах, стеклах, полимерах — можно проявить следы заряженных частиц с достаточной плотностью ионизации.

Основной характеристикой вещества с точки зрения его пригодности как детектора следов является «трековая» чувствительность. Оказывается, что эта характеристика зависит только от одного параметра — минимального (критического) значения удельных потерь энергии dE/dx заряженной частицей, при котором возникают повреждения, приводящие к образованию следа. Зная критическое значение dE/dx , можно предсказать, какие частицы будут создавать следы и при каких энергиях. На рис. 9.1 представлены расчетные зависимости dE/dx для различных ядер от энергии ядра ($Mэв/нуклон$) в слюде. В области $dE/dx < 12 \cdot 10^3 Mэв \cdot г^{-1} \cdot см^2$ не наблюдалось следов вообще, в области $12 \cdot 10^3 Mэв \cdot г^{-1} \cdot см^2 < dE/dx < 14,5 \cdot 10^3 Mэв \cdot г^{-1} \cdot см^2$ наблюдались не полностью развитые следы и, наконец, в области $dE/dx > 14,5 \times 10^3 Mэв \cdot г^{-1} \cdot см^2$ вероятность образования трека практически равна единице. Переходная область достаточно узкая. Видно,

что в слюде ядра с зарядом и массой, меньшим или равным $Z = 14$ и $A = 28$ (кремний) не образуют следов ни при каких энергиях.

Так как при уменьшении энергии тяжелого иона из-за «подхвата» электронов его эффективный заряд начинает уменьшаться, а следовательно, падает и dE/dx , то для данного иона можно ввести понятие пороговой энергии, начиная с которой будут образовываться годные для проявления следы в данном материале. При попадании иона алюминия в слюду эта пороговая энергия равна

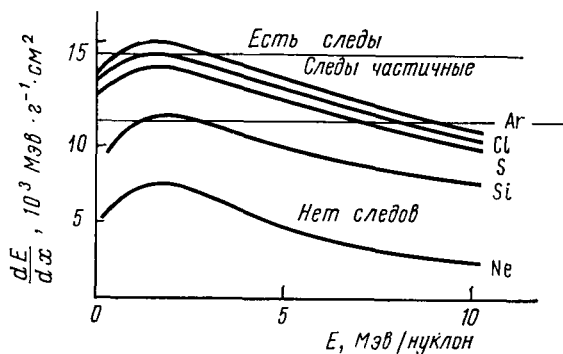


Рис. 9.1. Зависимость линейных потерь энергии для различных ядер в слюде от энергии ядра. Указаны границы значений dE/dx , при которых треки образуются частично или с вероятностью, равной единице.

10 Мэв, а для ионов серы в слюде — 30 Мэв (табл. 9.1).

Специфический для данного материала энергетический порог образования трека позволяет выбрать детектор, который будет

Таблица 9.1

Пороговые значения удельных потерь энергии для образования следов

Материал	Удельные потери энергии, $10^3 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \times \text{см}^2$	Наиболее легкий ион, создающий след	Материал	Удельные потери энергии, $10^3 \text{ Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \times \text{см}^2$	Наиболее легкий ион, создающий след
Циркон	20	Ca	Слюда	13	Si
Тектитовое стекло	15	S	Смола	4	C
Кварц	15	S	Нитрат целлюлозы	2	He; D

регистрировать частицы с массой, большей некоторой наперед заданной. Набор таких детекторов позволяет оценить массовое распределение тяжелых заряженных частиц, например отделить продукты расщепления тяжелых ядер под действием частиц с большой энергией от продуктов деления. «Динамический диапазон» разделения по массам с помощью набора разных детекторов доста-

точно широк, так как в некоторых полимерах (нитрат целлюлозы, например) следы образуются даже под действием дейтонов.

Однажды образованные повреждения сохраняются практически неограниченное время (сравнимое с возрастом Земли) и даже при нагревании до температур в сотни градусов (в соответствующих материалах — кварце, например) и при охлаждении до температур порядка десятков градусов шкалы Кельвина. На образование и проявление повреждений не влияют ни давления до 80 кбар ($8 \cdot 10^4$ атм), ни очень большие дозы радиации.

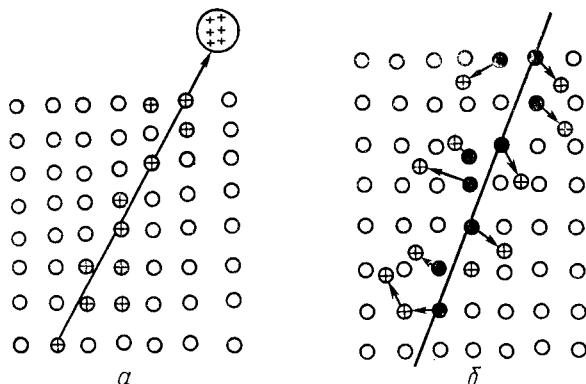


Рис. 9.2. Возможный механизм образования области повреждений в диэлектрике при прохождении заряженной частицы.

Было предложено несколько механизмов, объясняющих процесс образования следов. Лучшее всего объясняет детали, а в особенности резкую зависимость способности материала образовывать след от его электропроводности (в изоляторах и полупроводниках с большим сопротивлением следы образуются; в металлах и полупроводниках типа Ge и Si — нет) следующий механизм, иллюстрируемый рис. 9.2.

Вытянутая область повреждений вдоль пути прохождения заряженной частицы создается в результате кулоновского отталкивания положительных ионов, которые остаются после срыва электронов проходящей заряженной частицей. Сразу же после прохождения заряженной частицы (через время примерно 10^{-12} сек) создается область объемного заряда, поскольку электроны в результате взаимодействия с заряженной частицей получили импульс и удалились от ионов (см. рис. 9.2, а). Кулоновское взаимодействие между оставшимися ионами приводит к тому, что ионы, отталкиваясь друг от друга, нарушают кристаллическую решетку и внедряются в междоузлия (см. рис. 9.2, б). Таким образом, образуется вытянутая область повреждений, которая видна в электронный микроскоп. Нарушения, а следовательно,

и диаметр следа тем больше, чем большая доля атомов в решетке оказывается ионизованной *. При проявлении соответствующим реактивом диэлектрик в основном растворяется вдоль области нарушения кристаллической структуры. Если повреждения незначительны (малы удельные потери энергии частицы), то локального растворения не происходит и видимых следов не образуется. Образует или не образует частица след, который будет виден после проявления, зависит от угла входа частицы в диэлектрик. При скользящем падении (угол входа близок к 90°) повреждения создаются вблизи поверхности, и при последующем проявлении след не возникает. Критический угол зависит от многих переменных, таких, как dE/dx частицы, тип диэлектрика, технология проявления. При образовании следов осколками деления в стекле критический угол около $30-40^\circ$, а в слюде приближается к 90° .

В экспериментальной ядерной физике регистрация треков заряженных частиц в диэлектрических средах используется тогда, когда важными для успеха эксперимента становятся характерные особенности, присущие этим детекторам. Это, во-первых, сохранение редких следов нужных частиц при облучении детекторов существенно большими потоками фоновых частиц с $dE/dx < (dE/dx)_{\text{мин}}$; во-вторых, возможность дискриминации частиц по массам; в-третьих, при использовании электронного микроскопа возможность изучать ядерные реакции с высоким пространственным и временным разрешением. Действительно, изучая вилки или тройные следы, можно определить время, через которое происходит реакция (например, деление) после соударения двух ядер.

Диэлектрические детекторы весьма неприхотливы (не боятся высоких и низких температур, больших потоков слабо ионизирующего излучения γ -квантов, электронов и т. д.), в простейшем случае измерения числа треков требуют очень скромной аппаратуры. Конечно, визуальный подсчет числа треков — утомительная процедура, особенно когда проводятся массовые измерения, например распределения чисел деления в активной зоне ядерного реактора. Сравнительно легко осуществляется автоматизация процесса счета треков. Для этого можно использовать сложную технику, развитую для анализа следов в пузырьковых и искровых камерах и фотоэмульсиях. Но поскольку в диэлектрическом детекторе необходимо только считать следы, а не анализировать их форму, как в трековых приборах, машину для подсчета следов можно сделать гораздо дешевле и проще. Особенно легко осуществляется автоматизация при большой плотности следов, когда заметно изменяются свойства самой поверхности — поверхность стекла становится матовой. Степень матовости пропорциональна

* Поскольку диаметр первичного следа (непротравленного) зависит от dE/dx , то возможно, измеряя диаметр, с помощью электронного микроскопа получить сведения о dE/dx частицы, образовавшей след.

плотности проявленных треков и может быть легко определена, например, по изменению отражающих свойств поверхности.

Если по условиям эксперимента нет необходимости во временном анализе событий, то диэлектрические детекторы со слоем делящегося материала могут успешно заменять камеры деления, а в некоторых случаях и позволяют проводить эксперименты, невозможные с ионизационными камерами деления. При этом делящиеся элементы вовсе не обязательно вводить внутрь детектора, а достаточно просто приложить их к его поверхности. Эффективность регистрации осколка определяется в этом случае только критическим углом входа осколка в данный диэлектрик, и, если угловое распределение осколков изотропно, как это в большинстве случаев и бывает, может быть вычислена по величине критического угла. Для обычного стекла со слоем делящегося элемента, приложенного к его поверхности, эффективность регистрации 0,3—0,4, а для слюды близка к единице. В такой «твердой» камере одиночный акт деления легко выделяется на фоне практически любого числа α -частиц или протонов, что делает возможным измерение сечений деления или делительных событий например, внутри камеры ускорителя в условиях огромного фона заряженных частиц. Такую же твердую камеру с диэлектриком, устойчивым к высокой температуре (кварц, например), можно использовать для измерения распределений числа делений в активной зоне мощного энергетического реактора в условиях высокой температуры и большого нейтронного и γ -фона.

Удобны детекторы со слоями делящихся материалов в нейтронной дозиметрии из-за их нечувствительности к γ -квантам и электронам, а также нейтронам, не вызвавшим делений в слое.

Детекторы с малым содержанием делящихся элементов (например, стекло, не загрязненное ураном) могут выдерживать интегральные потоки до 10^{20} нейтрон/см².

Если использовать набор делящихся материалов с разными порогами деления, то можно методами, совершенно аналогичными методам, применяемым при работе с индикаторами, судить о спектре нейтронов, облучавших данный набор элементов. При массовых дозиметрических измерениях удобно использовать слои делящихся элементов, толщина которых заведомо больше, чем максимальный пробег самого энергичного осколка. Тогда эффективность регистрации делений не зависит от толщины слоя и практически не зависит от делящегося элемента, поскольку энергетические и угловые распределения осколков у всех элементов с точностью, необходимой для дозиметрии, можно считать одинаковыми. Число зарегистрированных следов определяется только сечением деления и потоком нейтронов и для стекла равно $1,3 \cdot 10^{-5}$ трек/(нейтрон/барн).

Перечислим еще некоторые области применения детекторов. Это активационный анализ на определение примесей бора, лития и делящихся элементов, который оказывается достаточно чувстви-

тельным. Он позволяет определить примеси урана, составляющие около $10^{-7}\%$ по весу. Интересны приложения в технологии, где эффекты повреждения используются для изготовления фильтров для задержки вирусов (отверстия порядка нескольких микрон). Подсчеты повреждений в минералах, вызванных спонтанным делением примесей делящихся элементов, позволяют определять их возраст.

§ 9.2. СЧЕТЧИКИ ЧЕРЕНКОВА

Для исследования распределения частиц по скоростям в последние годы применяются счетчики Черенкова, или детекторы, как их иногда называют. Широкое практическое применение открыто С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым свечения, возникающего при прохождении быстрой заряженной частицы через диэлектрик, стало возможным только после разработки фотоумножителей с большим коэффициентом усиления и малым шумом. В большинстве конструкций счетчиков Черенкова излучение, возникшее в *радиаторе*, собирается специальной оптической системой и регистрируется фотоумножителем. Счетчики Черенкова применяются почти исключительно в физике элементарных частиц, в системах, предназначенных для селекции частиц по скоростям и зарядам.

Излучение Вавилова — Черенкова. Качественно возникновение излучения Вавилова — Черенкова можно понять из следующих рассуждений. Пусть частица, например электрон, движется в прозрачном диэлектрике. Электрон при движении поляризует атомы в объеме, прилегающем к его траектории *. Это означает, что каждый «элементарный» объем вблизи траектории электрона будет получать некоторую энергию. После ухода электрона состояние поляризации исчезает и энергия, затраченная на поляризацию атомов, может быть унесена излучением. При медленном движении частицы, когда ее скорость меньше, чем скорость распространения электромагнитного поля в диэлектрике, вследствие полной симметрии поляризации вокруг частицы, излучения от отдельных атомов гасят друг друга. При движении частицы со скоростью, большей скорости света в диэлектрике, поляризация уже не будет полностью симметричной, так как частица опережает световой сигнал о своем появлении. Вдоль направления движения появится результирующее электромагнитное поле диполя, которое будет существовать и на больших расстояниях. При таком движении частицы поле возбуждается поочередно в каждом элементе объема вдоль ее траектории, затем каждый элемент излучает кратковременный электромагнитный импульс. Волны, испускаемые на различных участках траектории, могут оказаться в фазе, так что в удаленной точке наблюдения будет существовать результирующее поле, т. е. наблюдаться излучение.

* Часть атомов в этом объеме окажется ионизованной, а часть возбужденной.

Условие возникновения излучения легко получить из рис. 9.3. Пусть скорость движения частицы в среде v , скорость распространения света в среде равна c/n , где n — показатель преломления среды, и пусть частица движется вдоль направления AB . Для того чтобы интерференция волн от отдельных элементарных объемов не приводила к их взаимному гашению, необходимо, чтобы время прохождения частицей пути AB равнялось времени прохождения светом пути AB . Поскольку расстояние AB всегда больше AB , необходимо, чтобы $v > c/n$, т. е. скорость частицы должна быть больше скорости света в среде. Из условия равенства времен прохождения отрезков AB и AB получаем условие излучения:

$$\cos \Theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (9.1)$$

где, как обычно, $\beta = v/c$. Из рис. 9.3 ясно, что излучение наблюдается лишь под определенным углом Θ относительно траектории частицы, при котором волны, возникающие в произвольных точках траектории AB , образуют волновой фронт BV . Из соотношения (9.1) следует:

1) для среды с данным n существует пороговая скорость $\beta_{\min} = 1/n$, ниже которой излучение не возникает. При скорости, равной пороговому значению, направление излучения совпадает с направлением движения частицы;

2) ультрарелятивистским частицам с $\beta \approx 1$ соответствует $\Theta_{\max} = \arccos 1/n$;

3) излучение приходится на видимую и примыкающую к ней области спектра, для которых $n > 1$.

На рис. 9.3 изображена лишь плоская картина. Естественно, существует полная симметрия относительно траектории частицы. Свет, возникающий на каждом участке траектории, распространяется по поверхности конуса, вершина которого расположена на этом участке, ось совпадает с траекторией частицы, а половина угла при вершине равна Θ . Распределение интенсивности света по Θ близко к δ -образному, а поляризация света оказывается такой, что вектор напряженности электрического поля всегда направлен по нормали к поверхности конуса, а вектор напряженности магнитного поля — по касательной.

Заметим, что при выводе условия излучения (9.1) неявно предполагалось, что скорость движения частицы через среду постоянна, а сама среда не имеет границ, в противном случае угол излучения будет изменяться вдоль траектории частицы, а само излучение испытывать преломление (и отражение) на границе среды.

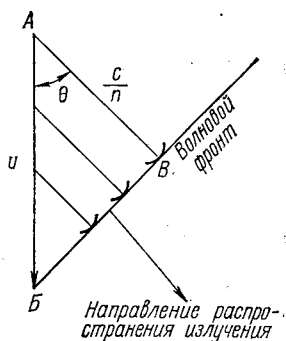


Рис. 9.3. К выводу условия существования излучения Вавилова — Черенкова.

Напомним, что существует еще один механизм образования электромагнитного (так называемого тормозного) излучения при движении заряженной частицы в среде. Образуется это тормозное излучение *, если скорость частицы резко изменяется. Между излучением Вавилова — Черенкова и тормозным имеется принципиальное различие. Излучение Вавилова — Черенкова обусловлено макроскопическими свойствами среды, а тормозное — взаимодействием с отдельными атомами. Для тормозного излучения характерны большие передачи энергии при одном взаимодействии, т. е. высокочастотный спектр излучения. Кроме того, интенсивность тормозного излучения — функция массы частицы и существенна только для наиболее легких частиц — электронов и позитронов. Заметим, что хотя *полная* энергия, испускаемая электроном при тормозном излучении, гораздо больше, чем при излучении Вавилова — Черенкова, однако существенное различие в спектральном распределении этих излучений приводит к тому, что в *видимой* части спектра излучение Вавилова — Черенкова оказывается гораздо более интенсивным, нежели тормозное. Угловые распределения тормозного излучения и излучения Вавилова — Черенкова также резко отличаются друг от друга. В первом случае угол испускания уменьшается с ростом энергии частицы, а во втором увеличивается. Кроме того, для тормозного излучения не существует уникального угла излучения.

Интенсивность излучения Вавилова — Черенкова. Число фотонов, выходящих из радиатора, и их спектр зависят не только от скорости и заряда частицы, но и от оптических характеристик диэлектрика-радиатора. Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется непрерывным спектром частот, ограниченным со стороны малых длин волн из-за того, что при уменьшении λ показатель преломления n уменьшается и соотношение $\beta n > 1$, необходимое для возникновения излучения, перестает выполняться. Для очень больших λ радиатор перестает быть прозрачным.

Релятивистская заряженная частица, движущаяся в диэлектрике, испускает на 1 см пробега число квантов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$:

$$N(\nu) d\nu = \frac{4\pi^2 (ze)^2}{h c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu \quad (9.2)$$

или

$$N(\nu) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \Theta_\nu d\nu, \quad (9.3)$$

где n_ν — показатель преломления среды для частоты ν . Если показатель преломления не зависит от частоты в интервале длин

* Сечение образования тормозного излучения и его характеристики приведены в гл. 3.

волн $\lambda_1 - \lambda_2$, то интегральный выход в этом диапазоне длин волн

$$Y(\lambda_1, \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N(\lambda) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \Theta. \quad (9.4)$$

В видимой области спектра (4000—7000 Å) излучается примерно $470 \sin^2 \Theta$ фотонов на 1 см пути для однозарядной частицы.

Полная энергия, теряемая заряженной частицей на излучение Вавилова — Черенкова, существенно меньше энергии, теряемой электроном на тормозное излучение, и интенсивности свечения при прохождении заряженной частицы в сцинтилляторе, составляя лишь несколько килоэлектронвольт на 1 см в плотной среде. Однако, как уже говорилось выше, из-за различия в спектральном распределении излучения число «черенковских» квантов в видимой области спектра на несколько порядков больше, чем число «тормозных» квантов в той же области. Излучение Вавилова — Черенкова существует в любых средах с показателем преломления, большим единицы, в том числе и в сцинтилляторах, однако в них нельзя наблюдать этого излучения из-за сильной конкуренции собственно люминесценции (по интенсивности на два порядка больше), и поэтому одно из основных требований к веществам, применяемым в качестве радиаторов излучения Вавилова — Черенкова, — отсутствие люминесценции.

Радиаторы. Большим преимуществом счетчиков Черенкова перед сцинтилляционными является то, что вещества, используемые в качестве радиаторов излучения, не нужно изготавливать в виде монокристалла высокой чистоты или со строго дозированными примесями. В качестве радиаторов можно использовать широкий набор прозрачных в оптическом диапазоне твердых диэлектриков, жидкостей и газов.

Для того, чтобы достичь максимальной интенсивности, при выборе материала радиатора необходимо стремиться к максимальному значению n , но при большом n падает способность радиатора отличать частицы с разными скоростями. Необходимо, чтобы показатель преломления радиатора не зависел от частоты; это требование вытекает из условия достижения хорошего углового разрешения. Желательно также, чтобы материал радиатора имел малую плотность и малый атомный номер и соответственно малые удельные потери энергии на ионизацию и малое сечение рассеяния π , естественно, радиатор должен быть прозрачным в области спектральной чувствительности умножителя. Как и в любом случае идеального, т. е. удовлетворяющего всем требованиям, радиатора не существует. В табл. 9.2 приведены характеристики материалов, наиболее часто используемых как радиаторы. Особенно широко применяют для изготовления радиаторов плексиглас, который обладает хорошей прозрачностью и легко обрабатывается, из плексигласа можно изготовить радиаторы практически любой

Таблица 9.2

Материалы, используемые как радиаторы
в черенковских детекторах

Материал	Плотность, г/см ³	Показатель преломления
Жидкости		
Этиловый спирт	0,78	1,36
Вода	1,00	1,33
Вода + сахар	1,4	1,33—1,50
Глицерин	1,26	1,47
Сероуглерод	1,26	1,63
Твердые тела		
Плексиглас	1,18	1,5
Кварц	2,65	1,46

формы и достаточно больших размеров. Если нужен очень большой радиатор, то используют дистиллированную воду. В последнее время начинают применять и газы, особенно фреон. Хотя при нормальных условиях показатель преломления всех газов очень мал (для фреона он равен 1,00084, а для других газов еще меньше), такие радиаторы обладают уникальной возможностью изменения n в широком диапазоне простым изменением давления. Следовательно, у счетчиков с газовым радиатором легко изменяется пороговая энергия.

Типы счетчиков Черенкова. Такие счетчики разделяются на два типа: *с фокусировкой* и *без фокусировки* в зависимости от того, используются или не используются в них оптические системы для создания изображения излучающей области или фокусировки излучения, испущенного в заданном направлении в определенную точку пространства.

Счетчик без фокусировки используется для счета прошедших через радиатор частиц, скорость которых превышает пороговое значение для данного радиатора. Он состоит из радиатора, помещенного в контейнер со стенками, которые обладают высокой отражательной способностью. Весь объем радиатора просматривается одним или несколькими фотоумножителями.

Интенсивность световой вспышки в счетчике Черенкова мала по сравнению со сцинтилляционным. Так, в плексигласе выход фотонов в видимой области спектра для частицы с $\beta = 1$ составит около 250 фотонов/см, т. е. при типичной толщине радиатора 4—5 см около 1000 фотонов *. Столько же фотонов рождается в лучшем

* При вероятной величине коэффициента сбора света 0,5 и квантовом выходе фотокатода 0,1 число электронов с фотокатода ФЭУ будет приблизительно равно 50, и эта величина намного превосходит шумы фотоумножителя.

по световыходу сцинтилляторе NaI(Tl) при поглощении в нем β -частицы с энергией всего около 30—50 кэв.

В пороговом счетчике с плексигласом не возникает фотонов, если скорость частицы меньше чем $2 \cdot 10^{10}$ см/сек ($\beta = 0,67$). На практике из-за наличия порога у электронной схемы детектора и шумов умножителя будут регистрироваться лишь импульсы, большие некоторой величины. Это приводит к тому, что действительный порог оказывается ближе к величине $\beta = 0,75$, а соответственно величина пороговой энергии для электронов приблизительно 200 кэв, а для протонов — около 400 Мэв. В некоторых случаях необходимы счетчики с высоким порогом. Применение газовых радиаторов позволяет довести порог регистрации до величин $\beta \sim 0,99$. В радиаторе с малой плотностью интенсивность вспышек чрезвычайно мала, и для уверенного выделения их из шума изготовляют большие газовые радиаторы длиной 1 м и больше.

Поскольку значительная часть энергии излучения Вавилова — Черенкова приходится на ультрафиолетовую область, в которой большинство фотоумножителей не чувствительны, то иногда (особенно в случае жидких радиаторов) в радиатор добавляют флуоресцирующие вещества для сдвига спектра излучения в более длинноволновую область. При этом, естественно, теряется способность радиатора излучать свет под определенным углом, и поэтому данный метод применим к счетчикам без фокусировки света. Необходимо, чтобы в этом случае радиатор с добавками не стал сцинтиллировать под действием заряженных частиц, иначе будут утрачены и пороговые свойства счетчиков Черенкова.

Характерная особенность излучения Вавилова — Черенкова, а именно практически однозначная связь направления волнового фронта излучения со скоростью частицы, выражаемой соотношением (9.1), позволяет создавать оптические системы, эффективно собирающие свет только от частиц, скорости которых находятся в весьма узком интервале. Конструкций счетчиков Черенкова с фокусировкой много: в одних излучение попадает на фотокатод умножителя только тогда, когда скорость частиц соответствует заранее выбранному и фиксированному значению угла Θ , в других этот угол может изменяться, и тогда становится возможным измерить распределение частиц по скоростям. Очевидно, что фиксировать определенное значение угла Θ возможно лишь в том случае, когда пучок частиц, проходящий через радиатор, имеет малые размеры и характеризуется малым угловым разбросом. Это условие обычно выполняется, и в дальнейшем будем считать, что частицы входят в радиатор в одной точке и движутся в одном направлении *.

Схема одной из возможных систем фокусировки с радиатором из плексигласа изображена на рис. 9.4. Чтобы сфокусировать

* Такой пучок иногда называют узким мононаправленным.

параллельные лучи, которые испускаются частицами, проходящими через радиатор по оси симметрии, в этом детекторе используется преломление на границе сферы. Фокус при коэффициенте преломления $n = 1,5$ будет находиться на расстоянии двух радиусов сферы от поверхности. Далее ставится цилиндрическое зеркало, которое отражает лучи, сходящиеся в кольцо на его поверхности, в точку на оси. Выбор нужного значения θ осуществляется перемещением диафрагмы и фотоумножителей вдоль оси детектора. Применение двух фотоумножителей, включенных в схему совпаде-

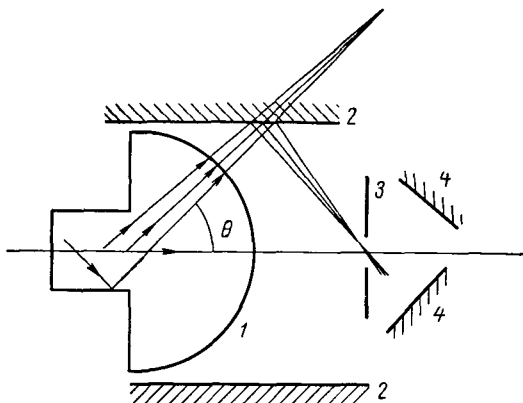


Рис. 9.4. Схема счетчика Черенкова с фокусировкой:

1 — радиатор; 2 — цилиндрическое зеркало; 3 — подвигная диафрагма; 4 — катоды фотоумножителей.

ния, выгодно, поскольку при этом исключаются некоррелированные во времени импульсы шумов фотоумножителя, которые в детекторах с фокусировкой по порядку величины сравнимы с импульсами от излучения Вавилова — Черенкова.

В некоторых случаях счетчик Черенкова может быть использован для определения не только скорости, но и энергии электрона или фотона. Если изготовить радиатор больших размеров из свинцового стекла, то в нем может поглотиться практически вся энергия электрона или фотона с начальной энергией в сотни мегаэлектронвольт. Так как большая часть энергии падающей частицы расходуется на релятивистские электроны и позитроны в ливне, полное количество излучения Вавилова — Черенкова можно связать с энергией, отдаваемой первичной частицей. Например, амплитуда импульса на выходе детектора с радиатором диаметром 30 см и длиной 36 см связана с энергией первичного электрона почти линейно вплоть до энергии 1500 Мэв. Энергетическое разрешение такого детектора плохое, при начальной энергии электрона 1000 Мэв оно равно 30%.

Энергетическое разрешение детекторов с фокусировкой. Энергию частицы в черенковском детекторе можно измерять, используя однозначную связь угла излучения со скоростью частицы, а следовательно, и ее энергией. Любая причина, искажающая связь между углом и скоростью или ограничивающая точность измерения угла, влияет на точность измерения скорости и энергии. Полная энергия частицы связана со скоростью известным соотношением $E = m_0 c^2 (1 - \beta^2)^{-1/2}$, а соответственно энергетическое разрешение детектора может быть выражено через разрешение по скоростям:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \cdot \frac{\Delta \beta}{\beta}. \quad (9.5)$$

Выразим $\Delta E/E$ через $\Delta \Theta$, используя связь между Θ и β [формула (9.1)]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\operatorname{tg} \Theta}{n^2 \cos^2 \Theta - 1} \Delta \Theta. \quad (9.6)$$

Неопределенность при измерении угла Θ может возникнуть по многим причинам, как связанным с конструкцией счетчика (например, ширина коллимирующей щели) и параметрами пучка, так и вытекающим из физики явления.

Рассмотрим основные физические эффекты, определяющие энергетическое разрешение счетчика Черенкова, а именно: а) оптическую дисперсию; б) уменьшение скорости частицы при прохождении ее через радиатор и в) многократное кулоновское рассеяние частицы в радиаторе.

а. Угловая дисперсия, возникающая из-за оптической дисперсии, приводит к неоднозначности при измерении угла излучения Вавилова — Черенкова. Оценить величину $\Delta \Theta$ можно из уравнения (9.1). Предполагая $\Delta \Theta$ и Δn малыми по сравнению с Θ и n , получаем

$$\frac{\Delta \Theta}{\Delta \lambda} = \frac{1}{n^2 \beta \sin \Theta} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}. \quad (9.7)$$

Обычно дисперсия меньше 1° для видимой части спектра излучения Вавилова — Черенкова. Однако вблизи порога при $\beta n \rightarrow 1$ она может быть большой, так как знаменатель в формуле (9.1) становится близким к нулю. Зная $\Delta \Theta$, легко вычислить ΔE по формуле (9.6).

б. Вследствие потери энергии частицей при прохождении через радиатор ее скорость уменьшается, что приводит к изменению угла Θ и уменьшению числа фотонов, испущенных на единице длины пути. Для частиц с очень большими энергиями, для которых ионизационные потери минимальны и выход фотонов практически не меняется, эти эффекты не существенны. Но при умень-

нении энергии частицы, когда растет теряемая энергия на единице пути и усиливается зависимость скорости частицы энергии, эти эффекты могут быть заметными. Скорость изменения угла излучения Вавилова — Черенкова вдоль пути частицы $d\Theta/dx$ пропорциональна удельным потерям энергии dE/dx ; коэффициент пропорциональности можно выразить через Θ и n .

в. Отклонение направления движения частицы в среде от ее первичного направления вследствие многократных уклонений на малые углы при кулоновском рассеянии на ядрах принято характеризовать среднеквадратичным углом рассеяния $\bar{\alpha}$ *. Величина $\bar{\alpha}$ прямо пропорциональна корню квадратному из расстояния, пройденного частицей в радиаторе, и уменьшается при увеличении энергии частицы. Величина $\bar{\alpha}$ связана с энергетическим разрешением следующим соотношением:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\bar{\alpha} \sqrt{n^2\beta^2 - 1} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}, \quad (9.8)$$

которое можно получить из основного соотношения (9.1), учитывая формулу (9.5). Для протонов с энергией 400 Мэв, прошедших через плексигласовый радиатор толщиной 5 см, $\bar{\alpha} = 0,5^\circ$, а $\Delta E/E = 0,6\%$.

Относительное значение каждого из рассмотренных трех источников неопределенности в Θ зависит от типа частицы, ее энергии, ядерных и оптических свойств среды. Вклады этих процессов в большинстве случаев приблизительно одинаковы. Следует заметить, что очень часто, особенно когда счетчик Черенкова является частью сложной экспериментальной установки, его энергетическое разрешение определяется поперечным размером пучка заряженных частиц и возникающей вследствие этого абберации. Оценить влияние размеров пучка и углового разброса частиц в нем на энергетическое разрешение сложно, такая оценка может быть проведена только для конкретной конструкции детектора. В детекторах, специально сконструированных для измерения энергии частиц, можно добиться в сравнительно узком диапазоне энергетического разрешения $\Delta E/E \sim 1\%$.

Временное разрешение счетчиков Черенкова с фокусировкой практически всегда определяется временными характеристиками фотоумножителей, поскольку длительность световой вспышки в радиаторе очень мала. Она определяется временем прохождения релятивистской частицы через радиатор, которое обычно меньше 10^{-9} сек для твердых и жидких радиаторов, и конечной длительностью волнового фронта Вавилова — Черенкова, которая также существенно меньше 10^{-9} сек. В черенковских пороговых детекторах большого объема, в которых излучение достигает фотокато-

* В гл. 3 получено выражение для $\bar{\alpha} \equiv \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}$.

да фотоумножителя после многократных отражений от стенок контейнера с радиатором, длительность вспышки заметно увеличивается и может достигать десятков наносекунд.

§ 9.3. ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЕЙ СВЕТА

Во всех до сих пор рассмотренных детекторах, воспроизводящих след заряженной частицы, использовалось усиление возмущений, созданных частицей за счет процессов в самом детекторе (химическое действие проявителя в фотоэмульсии, возникновение лавины за счет энергии электрического поля в искровой камере и т. д.). Но внутреннее усиление — не обязательное условие для регистрации трека. Можно использовать и внешнее усиление изображения, если сам след частицы излучает свет, как это происходит в сцинтилляторах и черенковских детекторах. Разработка электроннооптических усилителей света (ЭОУС) позволила создать трековый детектор без внутреннего усиления, обладающий малым мертвым временем и легко поддающийся управлению. Такой детектор состоит из сцинтиллятора или радиатора излучения Вавилова — Черенкова, электроннооптического усилителя света с оптической системой и фотоаппарата.

Необходимость в дополнительном усилении света сцинтиллятора или черенковских радиаторов перед фотографированием связана с малой абсолютной интенсивностью свечения. Так, интенсивность вспышек не превышает 10^4 — 10^6 *квант/см* даже для тяжелых частиц и лучших сцинтилляторов. Интенсивность излучения Вавилова — Черенкова не более тысячи квантов на 1 см. Между тем для прямой фоторегистрации отдельной частицы требуется, чтобы на пленку попало более 10^7 *квант/см*.

Регистрация на кинопленку световых следов частиц в сцинтилляторе или радиаторе возможна, если ЭОУС обладает коэффициентом усиления около 10^7 , хорошим геометрическим разрешением и малыми шумами. Этим требованиям удовлетворяют многокаскадные электроннооптические преобразователи, принцип действия которых заключается в следующем: оптическое изображение некоторого объекта (следа частицы), спроектированное на входной фотокатод, преобразуется в электронное, усиливается, а затем с помощью электроннооптической системы и люминесцентного экрана вновь преобразуется в видимое изображение.

Схема одного из типов усилителей изображена на рис. 9.5. Он состоит из входной и усилительных камер. Более подробно на рисунке показано устройство первой камеры. Входная камера имеет полупрозрачный фотокатод торцевого типа. За катодом следует люминесцентный экран, который нанесен на тонкую прозрачную пленку из стекла или слюды. На другой стороне пленки размещается фотокатод первой усилительной камеры. Аналогично устроены и все остальные усилители. Последняя камера оканчи-

вается люминесцентным экраном, с которого фотографируется оптическое изображение исследуемого объекта.

Электрон, вышедший из входного фотокатода, ускоряется постоянным электрическим полем и фокусируется аксиальным магнитным полем на экран входной камеры. Проходя через люминофор, электрон теряет свою энергию. Часть этой энергии излучается молекулами люминофора в виде фотонов, которые про-

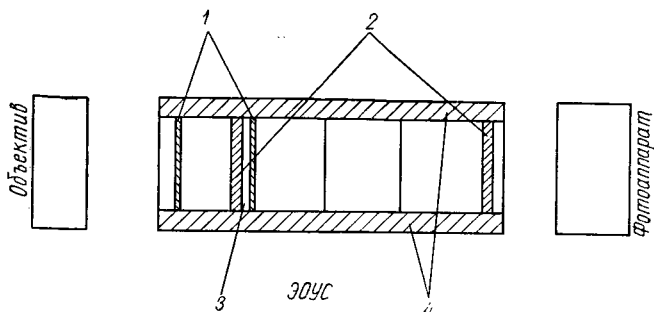


Рис. 9.5. Схема электроннооптического усилителя света с фотоаппаратом и объективом:

1 — фотокатод; 2 — люминесцентный экран; 3 — прозрачная пленка из слюды или стекла; 4 — соленоид.

ходят через прозрачную пленку и попадают на фотокатод первой усилительной камеры. В результате возникают новые электроны и т. д.

Число фотонов, образованных одним электроном, зависит от энергии электрона E_e , определяемой напряжением между камерами, и энергетического выхода люминофора G . Зная квантовый выход фотокатодов $C_{\Phi E}$ и энергии фотонов $h\nu$, излучаемых люминофором, можно определить коэффициент усиления $\mathcal{M}$ одной камеры:

$$\mathcal{M} \approx \frac{GC_{\Phi E}E_e}{h\nu}. \quad (9.9)$$

При типичных значениях $E_e = 1,5 \cdot 10^4$ эв; $G \approx 0,1$; $h\nu = 3$ эв и $C_{\Phi E} \sim 0,1$, коэффициент усиления одного каскада $\mathcal{M} \approx 50$. Четырехкаскадные ЭОУС позволяют регистрировать на кинопленку световую вспышку от одного фотоэлектрона, эмиттированного с входного фотокатода. Геометрическое разрешение таких усилителей составляет 0,1 мм, т. е. один электрон, эмиттированный входным фотокатодом, возбуждает на выходном экране усилителя светящуюся точку диаметром 0,1 мм.

Высокий коэффициент усиления приводит к неизбежным шумовым помехам, которые проявляются в виде светящихся точек на выходном экране усилителя. Основные источники шумов — авто- и термоэлектронная эмиссия с фотокатода. Радикальный

способ их подавления — применение импульсного питания усилителя. Так как темновые электроны выходят с входного фотокатода усилителя независимо друг от друга, то при достаточно коротких импульсах высокого напряжения и малой длительности световых вспышек в сцинтилляторе следы частиц можно регистрировать без собственных шумов усилителя, ибо вероятность появления «шумового» электрона во время рабочего состояния усилителя (длительности импульса высоковольтного питания) может быть сделана весьма малой *. Высоковольтный импульсный источник запускается сигналом от фотоумножителя, осматривающего сцинтиллятор или радиатор. При длительности высоковольтного сигнала примерно 10^{-5} сек собственные шумы усилителя практически полностью подавляются.

При изучении взаимодействия с нуклонами и ядрами частиц больших энергий возможности эксперимента расширяются очень значительно, если детектор управляем, т. е. может быть включен в некоторую логическую цепь. Таким детектором является люминесцентная камера, состоящая из сцинтиллятора, ЭОУС и управляемых счетчиков. Выбор сцинтиллятора определяется преимущественно физической задачей, решаемой в данном эксперименте.

Число светящихся точек **, приходящихся на единицу пути заряженной частицы, в сцинтилляторе зависит от dE/dx частицы, средней энергии, затрачиваемой на испускание одного фотона, квантового выхода фотокатода и эффективности оптической системы, проектирующей следы частиц из сцинтиллятора на входной фотокатод усилителя света. Последняя величина не превышает нескольких процентов. Для релятивистских частиц число точек не превышает 10—12 на 1 см, что примерно равно числу точек в проекции следа релятивистских частиц, получаемых в пузырьковых камерах. В качестве сцинтиллятора в первых камерах использовался CsI(Tl). Четкие следы частиц были получены как с малыми величинами dE/dx , так и с большими. Зависимость оптической яркости (и плотности следа) от dE/dx позволяет дискриминировать частицы с разными dE/dx . Однако применение камер со сплошным сцинтиллятором ограничено из-за малого рабочего объема хороших сцинтилляторов. Объем люминесцентной камеры можно значительно увеличить, если использовать камеру с неоднородным рабочим объемом.

В такой камере рабочий объем заполняется оптически прозрачными сцинтиллирующими нитями, которые набираются рядами. След частицы в таком нитевом сцинтилляторе воспроизводится по свечению торцов нитей, через которые прошла частица. Нитьевой сцинтиллятор находится в оптическом контакте с входным

* При комнатной температуре с 1 см^2 поверхности сурьмяно-цезиевого фотокатода испускается 10^4 — 10^5 электронов в 1 сек.

** Оптическое изображение следа распадается на светящиеся точки из-за флуктуаций числа фотонов, испускаемых с единицы длины трека.

фотокатодом ЭОУС. В результате геометрическая ширина следа определяется диаметром сцинтиллирующих нитей, из которых изготовлен сцинтиллятор. Минимальный диаметр нити, определяемый из условия собирания достаточного количества света на торце нити, для раствора терфенила в пластмассе может достигать 10^{-3} см. Удастся изготовить нити диаметром до 0,03 см и длиной 100—120 см. Расчетный порог чувствительности люминесцентной камеры с нитевым сцинтиллятором составляет около 10—15 кэв, а практически достигнутый — 40—60 кэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleisher R. L., Price P. B. Science, 140, 1221 (1963).
Fleisher R. L. et al. Rev. Scient. Instrum., 37, 527 (1966).
2. З р е л о в В. П. Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. 1 и 2. М., Атомиздат, 1968.
3. Д ж е л л и Дж. Черенковское излучение и его применение. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. М е д в е д е в М. Н. «Успехи физ. наук», 90, 1 (1966).

ЧАСТЬ III

СПЕКТРОМЕТРИЯ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава 10

СПЕКТРОМЕТРИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

§ 10.1. ВВЕДЕНИЕ

Заряженные частицы (электроны, позитроны, протоны, α -частицы) возникают во многих ядерных превращениях. Распределение заряженных частиц по энергиям может быть дискретным и непрерывным. Например, протондефицитные ядра с малыми и средними атомными весами, как правило, претерпевают β -распад. Спектр электронов в этом случае непрерывный. При исследованиях β -распада интересуются граничной энергией β -спектра и его формой. Граничная энергия β -спектра позволяет определить разность масс дочернего и материнского ядер, а форма β -спектра в некоторых случаях позволяет определить, например, моменты количества движения. Ядра с большими атомными весами могут претерпевать α -распад. Спектр α -частиц дискретный. Измерения энергий α -частиц дают возможность определять дефекты масс ядер, энергетические уровни возбужденных состояний ядер и другие характеристики ядер. Аналогичные характеристики ядер можно определить и при изучении спектров заряженных частиц, образующихся в (n, p) -, (n, α) -, (p, p') -, (α, α') -реакциях и т. п.

Требования к точности определения энергии заряженных частиц могут быть различными в зависимости от поставленной задачи. Рассмотрим несколько примеров.

Пусть по энергиям неупруго рассеянных протонов определяются положения возбужденных уровней ядер. В такого рода исследованиях энергетическое разрешение не имеет смысла иметь много лучше, чем относительная ширина уровня возбужденного состояния ядра. Если энергетическое разрешение прибора $\eta \sim 0,1\Gamma_p/E'_p$ (Γ_p — ширина уровня возбужденного состояния ядра; E'_p — энергия протона после неупругого рассеяния), то можно измерить Γ_p и определить время жизни в этом возбужденном состоянии. Если же в эксперименте определяются только положения уровней, то энергетическое разрешение спектрометра должно быть по крайней мере не хуже, чем относительное расстояние между возбужденными состояниями исследуемого ядра. Однако, поскольку при исследованиях обычно есть фон, то при лучших энергетических разрешениях можно измерить с большей точностью группы моноэнергетических частиц с малой интенсивностью.

Если для измерения ширины уровня возбужденного состояния ядра при энергиях порядка нескольких мегаэлектронвольт желательно иметь энергетическое разрешение порядка 10^{-3} — $10^{-4}\%$, то для определения положения соответствующих уровней энергетическое разрешение 10^{-1} — $10^{-2}\%$ окажется вполне достаточным *.

При измерениях температуры ядер по формам спектров испускаемых частиц в какой-либо реакции требования к энергетическому разрешению приборов весьма умеренны. Для такого рода исследований вряд ли понадобятся спектрометры с энергетическим разрешением лучше нескольких процентов, а во многих случаях пригодны спектрометры с энергетическим разрешением около 10% .

В практической спектрометрии (для целей дозиметрии, защиты и др.) необходимы спектрометры с энергетическим разрешением примерно 10% .

Энергию заряженных частиц можно определять по величине пробега и по плотности ионизации. Такие измерения можно проводить с помощью трековых приборов. Кроме этого, энергию заряженных частиц можно определять и по интегральному ионизационному или сцинтилляционному эффекту с помощью ионизационных газовых или полупроводниковых детекторов или с помощью сцинтилляционных счетчиков. Наконец, и это один из самых точных абсолютных методов, энергию заряженных частиц можно определять, анализируя их траектории в магнитном поле. В этой главе основное внимание будет уделено магнитным методам анализа спектрального состава заряженных частиц, поскольку основы методов измерения энергии частиц по ионизационному и сцинтилляционному эффектам были уже изложены в гл. 5—9.

§ 10.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ПРОБЕГУ И ПЛОТНОСТИ ИОНИЗАЦИИ

Пробеги заряженных частиц являются функцией энергии. Связь между пробегом и энергией заряженной частицы обсуждалась в гл. 3. Точность определения энергии частицы по ее пробегу в среде лимитируется в конечном счете дисперсией в величинах пробегов и точностью, с какой известно соотношение между энергией и пробегом. Разброс в величинах пробегов связан с флуктуациями потерь энергии в каждом взаимодействии и многократным рассеянием заряженных частиц. Флуктуации пробегов тяжелых заряженных частиц в средах с малыми атомными весами лежат в пределах $0,5$ — 2% . При достаточно точном измерении средней величины пробега погрешность в определении энергии может быть в несколько раз меньше, чем флуктуации пробегов, если, конечно, с необходимой точностью известна связь между энергией и пробегом частицы. Для легких заряженных частиц

* При энергетическом разрешении $\eta\%$ положение максимума можно установить с точностью $0,1\eta\%$.

флуктуации пробегов значительно больше, и поэтому их энергию по пробегам можно определить с меньшей точностью.

Энергии заряженных частиц по пробегам находят обычно относительно пробегов частиц с известными энергиями. Абсолютные значения энергии заряженных частиц можно установить по пробегу с невысокой точностью. Это связано с тем, что для расчета пробега необходимо знать средний ионизационный потенциал и потери энергии частицами при низких энергиях (см. гл. 3). Последние величины не поддаются точному вычислению.

Пробеги заряженных частиц измеряют в трековых приборах. В этих случаях ошибка в измеренной величине пробега обусловлена не только флуктуациями потерь энергии, но и некоторыми специфическими погрешностями (искажения при фотографировании треков, движение газа и жидкости в камерах, деформация ядерных эмульсий при проявлении и т. д.), которые обсуждались в гл. 8.

Величины пробегов заряженных частиц с небольшой энергией с достаточной точностью измеряют, используя метод пропускания. Параллельный пучок заряженных частиц направляется на какой-нибудь детектор и измеряется скорость счета этого детектора в зависимости от толщины поглотителя, расположенного на пути пучка.

Типичная зависимость, показанная на рис. 3.2, позволяет после дифференцирования получить величину пробега заряженной частицы. Существуют и дифференциальные методы измерения пробега. Эти методы особенно удобны, когда необходимо разделить две или более групп α -частиц или выделить малоинтенсивные α -частицы на фоне других с большей энергией. В таких случаях используют так называемые дифференциальные камеры, которые состоят из двух камер с общим центральным электродом. Переднюю по отношению к источнику стенку камеры (рис. 10.1) и общий электрод камер изготавливают из очень тонкой золотой фольги толщиной примерно 1 мг/см^2 . Расстояния между электродами камер порядка $1\text{--}2 \text{ мм}$. Если напряжение на камеру подано так, как показано на рисунке, то импульсы с центрального электрода будут иметь максимальное значение, когда пробег α -частицы заканчивается в центральном электроде. Если же частица проходит через обе камеры, то амплитуда импульса будет значительно меньше. С помощью дискриминатора амплитуд можно отбирать лишь такие импульсы, которые созданы α -частицами, пробег

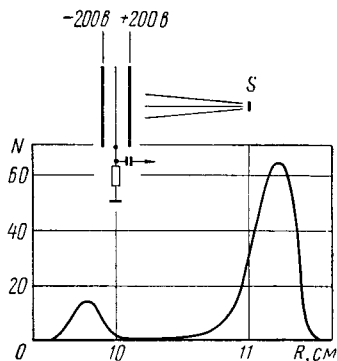


Рис. 10.1. Зависимость скорости счета импульсов дифференциальной камеры от расстояния R источника до камеры. В верхней части рисунка показаны схема включения камеры и расположение источника α -частиц.

которых оканчивается в первой камере. Измерения таким прибором сводятся к регистрации числа импульсов в функции расстояния источника от камеры. Типичное измеренное распределение для двух групп длиннопробежных α -частиц показано на рис. 10.1 Видно, что ширина распределения на полувысоте составляет около 0,4 см, что соответствует энергетическому разрешению примерно 3%.

Методы измерения пробегов заряженных частиц по пропусканию очень просты и не требуют сложной измерительной аппаратуры. Измерение энергии этим методом возможно с точностью не лучшей, чем около 100 кэв.

§ 10.3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР, СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЧЕТЧИКОВ

Ионизационные камеры, сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики для моноэнергетических заряженных частиц имеют функцию отклика в виде кривой по форме, близкой к распределению Гаусса. Эффективность регистрации заряженных частиц, попавших в чувствительный объем детектора, равна единице.

Нижний предел измеряемых энергий определяется шумами измерительных устройств и собственными шумами детекторов, а верхний предел — размерами детекторов. Амплитуды импульсов в ионизационных камерах и полупроводниковых детекторах линейно связаны с энергией заряженных частиц, если эффекты рекомбинации, потери энергии заряженными частицами при проходе в чувствительный объем детектора и другие подобные эффекты малы. В сцинтилляционных счетчиках амплитуды импульса для большинства кристаллов нелинейно связаны с энергией тяжелых заряженных частиц. В настоящее время из перечисленных приборов с точки зрения энергетического разрешения наиболее перспективны полупроводниковые счетчики. Ниже кратко опишем некоторые особенности, связанные с измерением энергии заряженных частиц по интегральным ионизационному, сцинтилляционному эффектам, а также по эффекту образования носителей в полупроводнике.

Измерение энергии тяжелых заряженных частиц. Методы измерения энергий различных тяжелых заряженных частиц имеют много общего, поэтому будем их рассматривать на примере измерения энергий α -частиц. В связи со сравнительно небольшими пробегами широкое применение для изучения спектров α -частиц нашли ионизационные камеры. С их помощью получают неплохое энергетическое разрешение — 0,7% для α -частиц с энергией около 5 Мэв. Ширина линии в ионизационных камерах с ионным собиранием обусловлена главным образом флуктуациями в числе пар ионов и шумами усилителей. При работе камер в режиме электрон-

ного собирания энергетическое разрешение зависит еще и от индукционного эффекта (см. гл. 5), но шумы усилителей в этом случае оказывают меньшее влияние. Поэтому близкое к указанному выше энергетическое разрешение получают в камерах с ионным и электронным собиранием.

Камеры с ионным собиранием выгодно отличаются простотой конструкции, но они являются очень «медленными» приборами и при высоком энергетическом разрешении не позволяют регистрировать более одного-двух импульсов в 1 сек. Постоянная времени камер RC должна быть в несколько раз больше, чем время дрейфа ионов в камере, которое в камерах с размерами порядка нескольких сантиметров составляет 10^{-3} сек. Если при этом постоянная времени RC приблизительно $5 \cdot 10^{-3}$ сек, то время спада импульса до 0,01 своей величины составляет около 0,02 сек. Следовательно (см. гл. 4), при регистрации в среднем 1 имп/сек вероятность их наложения в интервале 0,02 сек составит примерно 2%.

При электронном собирании камеры оказываются способными регистрировать несколько сот импульсов в 1 сек с малой вероятностью наложения. Но в таких камерах необходимо устранять индукционный эффект или с помощью установки сеток в плоских камерах, или с помощью неоднородного электрического поля (цилиндрические, сферические камеры). Лучшие результаты с точки зрения энергетического разрешения получают в плоских камерах с сеткой.

Покажем, как влияет индукционный эффект на энергетическое разрешение на примере сферической камеры, в которой равномерно по объему появляются заряженные частицы и производят одинаковую точечную ионизацию. Пусть $\alpha = r_2/r_1$ (отношение радиусов анода и катода камеры) и $x = V/V_{\text{макс}}$ (отношение амплитуды электронного импульса при ионизации на расстоянии r от центра камеры к максимальному значению импульса при ионизации в точках $r = r_2$). Согласно (5.56), $x = \frac{\alpha(r/r_1 - 1)}{(\alpha - 1)r/r_1}$.

Распределение импульсов по амплитудам $f(x)$ связано с распределением ионизации в камере:

$$f(x) dx = \frac{3}{4\pi r_2^3} 4\pi r^2 dr = \frac{3r^2}{r_2^3} dr.$$

Учитывая связь между x и r , найдем распределение $f(x)$:

$$f(x) = \frac{3(\alpha - 1)}{[\alpha - x(\alpha - 1)]^4}. \quad (10.1)$$

Ширина распределения $f(x)$ на половине его высоты дает возможность вычислить влияние индукционного эффекта на энерге-

тическое разрешение:

$$\frac{\Delta V}{V} = 1 - x^* = \frac{\sqrt[4]{2} - 1}{\alpha - 1} \approx \frac{0,2}{r_2/r_1 - 1}, \quad (10.2)$$

где x^* — это такое значение, при котором $f(x^*) = \frac{1}{2} f(x=1)$.

Из (10.2) следует, что влиянием индукционного эффекта на энергетическое разрешение в сравнении с флуктуацией числа пар ионов можно пренебречь, если $r_2/r_1 \gtrsim 30$.

Отметим еще причину усложнения функции отклика и ухудшения энергетического разрешения, связанного с так называемым стеночным эффектом. Если во всем объеме камеры появляются заряженные частицы (например, при регистрации протонов отдачи при упругом рассеянии нейтронов), то среди них всегда найдутся такие, пробег которых будет оканчиваться в стенках камеры. Оценим долю частиц, пробеги которых не укладываются в камере, в предположении, что их пробеги $\mathcal{R}$ заметно меньше, чем радиус внешнего электрода сферической камеры, и что $r_2/r_1 > 3$.

Относительное число частиц, пробеги которых не укладываются в камере, можно легко оценить, представляя участки поверхности сферической камеры плоскостью. Такое предположение будет тем справедливей, чем меньше пробеги частиц в сравнении с радиусом камеры r_2 . Если в единице объема камеры появляется $3/4\pi r_2^3$ частиц с изотропным распределением по углам, то появившаяся в точке $r_2 - \mathcal{R} < r < r_2$ частица достигнет поверхности камеры, если ее угол вылета θ , отсчитываемый от радиального направления, будет меньше, чем $\arccos \frac{r_2 - r}{\mathcal{R}}$. Таким образом, чтобы получить долю частиц Δ , чей пробег оканчивается в стенках камеры, необходимо вычислить следующий интеграл:

$$\begin{aligned} \Delta &\approx \frac{3}{16\pi^2 r_2^3} \int_{r_2 - \mathcal{R}}^{r_2} 4\pi r^2 dr \int_0^{\arccos \frac{r_2 - r}{\mathcal{R}}} 2\pi \sin \theta d\theta \approx \\ &\approx \frac{3}{4} \frac{\mathcal{R}}{r_2} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{\mathcal{R}}{r_2} \right). \end{aligned} \quad (10.3)$$

Из этого выражения следует, что при $\mathcal{R}/r_2 = 0,25$ величина $\Delta \approx 0,16$, иначе 16% частиц произведут импульсы, амплитуды которых будут иметь величины от 0 до $V_{\text{макс}}$. Это непрерывное распределение, помимо усложнения функции отклика прибора, приведет к ухудшению энергетического разрешения.

Очень хорошие результаты получают при изучении спектров α -частиц с помощью полупроводниковых счетчиков. С поверхностно-барьерными счетчиками (Au — Si) достигнуто энергетическое

разрешение около 0,2% для α -частиц с энергией 6 *Мэв*. В этом случае энергетическое разрешение ограничено в основном тепловыми шумами полупроводника [см. формулу (6.22)]. Нижний предел измеряемых энергий ограничен собственными шумами полупроводника (см. гл. 6) и шумами измерительной аппаратуры. Этот предел около 15 *кэв*. Верхний предел измеряемых энергий ограничен глубиной чувствительного слоя. Для поверхностно-барьерных счетчиков он составляет 40 *Мэв* для α -частиц и примерно 10 *Мэв* для протонов. Значительно большие энергии можно измерить в литий-дрейфовых полупроводниковых детекторах (до 200—300 *Мэв* для α -частиц).

При спектрометрии тяжелых заряженных частиц с очень большой плотностью ионизации (осколки деления, медленные ионы) в полупроводниковых счетчиках происходит ряд явлений, ухудшающих их спектрометрические свойства. Эти явления связаны, во-первых, с большой вероятностью рекомбинации, и поэтому осколки с одинаковой энергией и разными массами производят разные амплитуды. Рекомбинационный эффект можно уменьшить, увеличивая напряжение смещения. Однако с ростом напряжения смещения может проявляться внутреннее усиление в детекторах. Во-вторых, для заряженных частиц с большой массой более существен эффект рассеяния на ядрах, при которых часть энергии осколков деления передается кристаллической решетке детектора, причем тем большая, чем больше масса осколка. Указанные процессы приводят к ухудшению энергетического разрешения, нелинейной связи импульса с энергией осколка и появлению низкоэнергетического «хвоста» в амплитудном распределении импульсов. Все это требует калибровки полупроводниковых спектрометров, т. е. изучения их функции отклика в зависимости от массы и энергии тяжелых заряженных частиц. Калибровку удастся производить достаточно уверенно, поскольку установлена линейная зависимость между амплитудой импульса и энергией осколка с данной массой, а также между энергией и массой при фиксированной амплитуде.

Измерение энергий электронов. Ионизационные камеры мало пригодны для исследования β -спектров, поскольку пробеги электронов в воздухе при нормальных условиях значительны. Экстраполированный пробег электрона с энергией 0,1 *Мэв* равен примерно 12 см. В то же время измерить энергию электронов менее 0,05 *Мэв* невозможно из-за плохого энергетического разрешения, обусловленного в основном шумами. Представляют интерес пропорциональные счетчики высокого давления (до 10 атм аргона), с помощью которых удастся исследовать спектры электронов до нескольких сот килоэлектронвольт. Нижняя граница исследуемых энергий лежит в пределах 1—5 *кэв*. Наилучшие результаты были получены при использовании длинных пропорциональных счетчиков (20—40 см), которые помещались внутрь соленоида, создающего однородное магнитное поле напряженностью около

3000 эрст вдоль оси счетчика. Электроны в счетчике в однородном магнитном поле движутся по спиралеобразным траекториям. Это увеличивает их путь в счетчике и тем самым уменьшает стеночный эффект. С помощью такого устройства можно измерять энергии электронов до 0,6—0,8 Мэв. Влияние магнитного поля показано на рис. 10.2, где приведены спектры конверсионных электронов Br^{80} , измеренные с полем и без него.

Энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков определяется флуктуацией в числе первичных пар ионов и флуктуациями коэффициента газового усиления. Так, для конверсионных электронов, образующихся при распаде Cs^{137} (энергия электро-

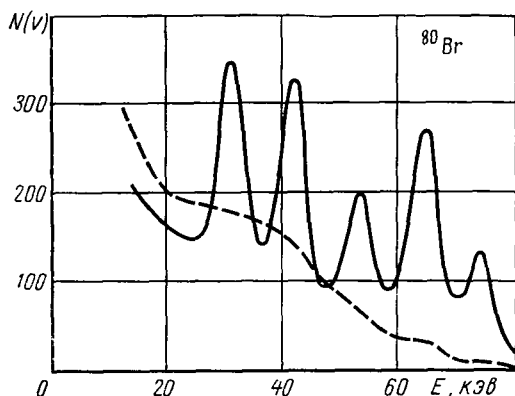


Рис. 10.2. Спектр амплитуд импульсов в пропорциональном счетчике, помещенном в продольное магнитное поле (сплошная линия) и без него (пунктирная линия).

нов 625 кэв), энергетическое разрешение равно 6%, а при энергиях электронов 50 кэв — около 9%. Расчеты показывают, что с пропорциональными счетчиками можно получить лучшие результаты. Уместно напомнить, что энергетическое разрешение пропорционального счетчика во многом зависит от тщательности его изготовления и чистоты наполняющего его газа.

Сцинтилляционные счетчики с кристаллами NaI(Tl) , антрацен, стильбен позволяют измерять энергетические распределения электронов в более широком диапазоне энергий. Нижний предел измеряемых энергий электронов ограничен шумами фотоумножителей и составляет несколько килоэлектронвольт; верхний предел лимитируется размерами кристаллов. Например, в кристаллах NaI(Tl) размерами 100×100 мм можно уверенно измерять электроны с энергиями до 15—20 Мэв. Энергетическое разрешение сцинтилляционных бета-спектрометров в первом приближении обратно пропорционально корню квадратному из энергии электронов. Лучшие значения, полученные с кристаллом NaI(Tl) при энергии 0,66 Мэв, равны 6%. Так что в области энергий элект-

тронов около 10 *кэв* энергетическое разрешение в лучшем случае составит около 50 %.

Если такие энергетические разрешения практически не позволяют проводить исследования моноэнергетических электронов в области энергий ниже 10—15 *кэв*, то при исследованиях непрерывных энергетических распределений электронов (β -спектры) указанные энергетические разрешения можно считать приемлемыми во многих исследованиях. К сожалению, обратное рассеяние электронов велико и тем больше, чем больше атомный номер кристалла. Около 10% электронов, которые падают на плоскую поверхность органического кристалла, расположенного вблизи источника, выходят из кристалла в результате рассеяния, не успев потерять в нем всей своей энергии. Это будет искажать измеренный спектр электронов. Еще большие потери в результате рассеяния при аналогичных условиях будут происходить при использовании кристалла NaI(Tl). Здесь доля обратно рассеянных электронов может достигнуть 80—90%. Для устранения неполной потери энергии электронами в кристалле используют спектрометры с двумя кристаллами, между которыми помещают достаточно тонкий источник β -частиц. Такая геометрия позволяет избавиться от нежелательного эффекта. Если β -излучение источника сопровождается γ -излучением, то для уменьшения эффективности регистрации γ -квантов используют органические кристаллы, размеры которых выбирают равными экстраполированному пробегу исследуемых β -частиц. При таком выборе кристалла относительная эффективность регистрации γ -квантов минимальна. Иногда бета-излучатели вводят в состав кристалла при его изготовлении. Такой метод позволяет изучать спектры бета-излучателей с очень малой активностью.

Сцинтилляционные бета-спектрометры с органическими кристаллами наиболее пригодны при изучении непрерывных спектров электронов, особенно в случае малой активности источников. В измеренные аппаратурные спектры β -частиц обычно вносят поправки на энергетическое разрешение спектрометра и на обратное рассеяние электронов. Сцинтилляционные бета-спектрометры особенно ценны при исследованиях формы β -спектров в совпадениях с γ -квантами, сопровождающими распад дочернего ядра. Такой способ совпадений незаменим при исследованиях сложных схем распада, в которых ядро испускает несколько групп β -частиц. Метод совпадений при использовании сцинтилляционных спектрометров высокоэффективен, поскольку сцинтилляционные спектрометры обладают хорошими временными характеристиками и кристаллы для регистрации электронов могут иметь небольшие в сравнении с пропорциональными счетчиками размеры.

В β -спектрометрии используют полупроводниковые счетчики с глубиной чувствительного слоя несколько миллиметров. Для этого оказываются удобными как литиево-кремниевые с ($p-i-n$)-

переходом, так и поверхностно-барьерные кремниевые детекторы с высоким удельным сопротивлением (20 *ком.*). Наилучшие энергетические разрешения достигают 0,1 % при энергии электронов 1 *Мэв* при использовании специальной низкошумящей измерительной аппаратуры. Высокое энергетическое разрешение полупроводниковых счетчиков сочетается с их высокой эффективностью и простотой. Это позволяет успешно применять их для исследования β — β - или β — γ -совпадений.

Отмечавшиеся выше трудности при исследовании β -спектров, связанные с большой вероятностью рассеяния электронов, присущи, естественно, и полупроводниковым счетчикам. И здесь для уменьшения эффектов рассеяния источник β -частиц помещают между двумя счетчиками и анализируют суммарный сигнал от обоих счетчиков. Эффекты, связанные с обратным рассеянием электронов, можно также значительно уменьшить, если между двумя счетчиками, включенными в схему антисовпадений, поместить исследуемый тонкий β -активный препарат. Электроны, отраженные одним детектором, с большей вероятностью попадут во второй детектор, поэтому при отражении электронов в обоих счетчиках будут возникать импульсы. Схема антисовпадений будет исключать регистрацию таких событий.

Перечисленные в этом параграфе методы спектрометрии заряженных частиц по интегральному ионизационному и сцинтилляционному эффектам дают хорошие результаты лишь при проведении относительных измерений энергий частиц. Проведение абсолютных измерений требует определения с большой точностью энергии, затрачиваемой на создание одной пары ионов в камерах, электроннодырочной пары в полупроводниках, фотона люминесценции в сцинтилляторах, требует точно знать коэффициенты усиления усилителей и шкалу амплитудного анализатора. Абсолютные измерения энергии можно провести в лучшем случае с точностью, с которой известна энергия, затрачиваемая на создание пары носителей. В полупроводниках и ионизационных камерах эти величины известны с точностью порядка нескольких процентов, для сцинтилляционных счетчиков с еще меньшей точностью. В то же время в относительных измерениях энергию заряженных частиц можно определить с точностью в несколько раз лучшей, чем ширина распределения амплитуд импульсов, т. е. даже в сцинтилляционных спектрометрах доступна точность установления энергий заряженных частиц около 1%.

§ 10.4. МАГНИТНЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

10.4.1. Движение заряженных частиц в магнитном поле

Магнитный спектрометр — вакуумный прибор, в котором заряженные частицы проходят в магнитном поле определенной конфигурации, по-разному отклоняясь в нем в зависимости от вели-

чины их импульса и заряда. В результате происходит разложение пучка заряженных частиц по импульсам. Это и дает возможность изучать энергетический спектр частиц. В магнитных спектрометрах обычно используют фокусирующее свойство магнитного поля, что позволяет частицам с одинаковыми энергиями, выходящими из источника в пределах довольно большого телесного угла, собираться в небольшой области, где размещают подходящий детектор. Магнитные спектрометры бывают самых разнообразных типов. Для удобства описания их устройств и основных характеристик разделим все спектрометры на две большие группы: спектрометры с поперечным магнитным полем, в которых траектории заряженных частиц лежат в плоскости, перпендикулярной силовым линиям магнитного поля, и спектрометры с продольным магнитным полем, в которых заряженные частицы перемещаются главным образом вдоль силовых линий магнитного поля.

Чтобы описать работу магнитных спектрометров, необходимо рассмотреть движение заряженных частиц в магнитном поле. Пусть постоянное во времени однородное магнитное поле напряженностью H направлено вдоль оси z . Заряженная частица с зарядом ze , массой M и скоростью v , направленной под углом ψ к вектору напряженности магнитного поля, будет двигаться по поверхности цилиндра радиуса ρ , ось которого совпадает с направлением магнитного поля. Радиус цилиндра ρ связан с характеристиками частицы следующим образом:

$$H\rho = \frac{Mv}{ze} \sin \psi. \quad (10.4)$$

Скорость движения частицы вдоль оси z определяется проекцией скорости на эту ось $v_z = v \cos \psi$. Как следует из (10.4), радиус ρ пропорционален импульсу частицы. В предельном релятивистском случае радиус ρ оказывается пропорциональным кинетической энергии частицы. Действительно, $H\rho = \frac{M_0 c^2 \beta \sin \psi}{ze \sqrt{1 - \beta^2}}$,

а кинетическая энергия $E = M_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$. Исключая из записанных соотношений β , получаем

$$E = M_0 c^2 \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{H\rho ez}{M_0 c^2 \sin \psi} \right)^2} - 1 \right\}. \quad (10.5)$$

В области больших энергий, где $\beta^2/(1 - \beta^2) \gg 1$ и, следовательно, $(H\rho ez/M_0 c^2 \sin \psi)^2 \gg 1$, выражения для кинетической энергии (10.5) упрощаются:

$$E = H\rho ez / \sin \psi \text{ или } E = 300 H\rho z / \sin \psi, \quad (10.6)$$

если энергию измерять в эв; напряженность магнитного поля — в эрст, а радиус кривизны — в см.

Точность измерения энергии заряженной частицы по ее траектории определяется точностью измерения ρ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot \frac{\beta^2}{(1 - \sqrt{1 - \beta^2})}. \quad (10.7)$$

При $\beta \approx 0$, т. е. для частиц, кинетическая энергия которых $E \ll M_0 c^2$, $\Delta E/E = 2\Delta\rho/\rho$, а при $\beta \approx 1$, т. е. для $E \gg M_0 c^2$, $\Delta E/E = \Delta\rho/\rho$. В дальнейшем при оценке энергетических разрешений для всех спектрометров примем $\Delta E/E = \Delta\rho/\rho$. Как уже отмечалось, за меру энергетического разрешения принимают отношение ширины распределения на половине высоты к среднему значению этого распределения (см. гл. 4). Поэтому в (10.7) величину $\Delta\rho$ будем считать равной ширине распределения измеренных значений ρ на половине его высоты.

В магнитных спектрометрах измеряемой величиной редко бывает радиус кривизны траектории, гораздо чаще это координата какой-либо точки траектории x , которую можно связать с радиусом кривизны $\rho = f(x)$. В этом случае энергетическое разрешение

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta x}{f(x)} f'(x), \quad (10.8)$$

где Δx — ширина измеренного распределения при данной энергии заряженных частиц на половине высоты.

Важной характеристикой магнитных спектрометров является их светосила, которая определяется отношением числа отсчетов в максимуме распределения к числу испущенных источником заряженных частиц.

Соотношение между светосилой и энергетическим разрешением определяет область применения магнитных спектрометров. Идеальным спектрометром был бы такой, форма поля которого обеспечивала бы фокусировку заряженных частиц, вышедших из источника с одной энергией и по разным направлениям, в область с размерами порядка или меньше размеров источника. Это соответствовало бы полной фокусировке. В магнитных же спектрометрах получается неполная фокусировка.

10.4.2. Спектрометры с поперечным магнитным полем

Метод прямого отклонения *. Схема магнитного спектрометра прямого отклонения показана на рис. 10.3. Заряженные частицы, испускаемые источником в виде тонкой нити, перпендикулярной плоскости рисунка, проходят через узкую щель и регистрируют-

* Метод прямого отклонения в настоящее время не имеет практических приложений. Здесь этот метод рассмотрен, чтобы на самом простом примере получить основные соотношения.

ся фотопластинкой. Траектории частиц (в плоскости рисунка) представляют собой дуги окружностей радиуса ρ , связанного с импульсом частицы соотношением (10.4), поскольку частицы проходят в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рисунка. Поэтому частицы с разными энергиями попадают в различные места фотопластинки и образуют изображение источника в виде длинных и узких полос.

Оценим ширину изображения источника при заданных ширине щели $x_{\text{щ}}$, расстоянии между источником и фотопластинкой a и радиусе кривизны траектории ρ . Уравнение движения частиц, вышедших из источника под углом α (в плоскости рисунка) к оси y , следующее:

$$\rho^2 = (x - \rho \cos \alpha)^2 + (y - \rho \sin \alpha)^2. \quad (10.9)$$

Считая, что $a \ll \rho$, решим уравнение (10.9) относительно x при заданном значении $y = a$. Решение даст место точек пересечения траекторий частиц плоскости фотопластинки в зависимости от угла вылета частиц из источника:

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \alpha \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{a^2 - 2a\rho \sin \alpha}{\rho^2 \cos^2 \alpha}} \right) \approx \\ &\approx \frac{a^2}{2\rho \cos \alpha} \left(1 - \frac{2\rho \sin \alpha}{a} \right). \end{aligned} \quad (10.10)$$

Ширину изображения Δx можно найти как разность значений $x(\alpha_1) - x(\alpha_2)$, где $\alpha_2 > \alpha_1$. Введя обозначение $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$, полагая $\alpha_2 < 10^\circ$ и пренебрегая величиной $(\Delta \alpha)^2$, найдем, что $\Delta x = a \Delta \alpha$. Величина угла $\Delta \alpha$ определяется отношением ширины щели $x_{\text{щ}}$ к расстоянию от нее до источника, которое примем равным $a/2$. В этом случае $\Delta x = 2x_{\text{щ}}$. При малых значениях углов α отношение $\Delta x/x = \Delta \rho/\rho$ [это следует из (10.10)]. Тогда

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta x}{x} = \frac{4\rho x_{\text{щ}}}{a^2}.$$

Заметим, что вычисленное значение η взято как отношение ширины изображения у основания Δx к расстоянию от оси y . В данном случае (изображение точечного источника в плоскости xy) ширина

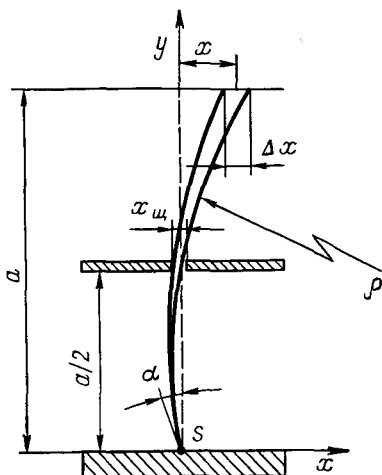


Рис. 10.3. Схема магнитного спектрометра прямого отклонения.

изображения на половине его высоты также равна Δx . Светосила такого плоского прибора будет определяться отношением ширины щели к расстоянию ее до источника, т. е. $L \approx x_{\text{щ}}/2\pi a$. Весьма показательной характеристикой спектрометра является отношение η/L , которое для спектрометра прямого отклонения не зависит от ширины щели и по порядку величин равно $8\pi\rho/a$. Ясно, что чем меньше η/L , тем лучше характеристики спектрометра. Для спектрометра прямого отклонения ρ/a велико, т. е. спектрометр обладает малой светосилой даже при плохом энергетическом разрешении. Если потребовать, чтобы $\eta = 1,0\%$, то при

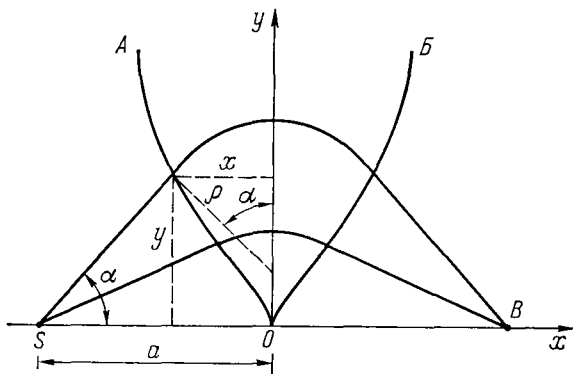


Рис. 10.4. К расчету форм магнитного однородного поля для получения фокусировки заряженных частиц.

$\rho/a = 10 a/x_{\text{щ}} = 4 \cdot 10^3$ и $L \approx 4 \cdot 10^{-5}$. Отношение η/L для такого случая будет равным примерно 60. При тех же условиях при достижении $\eta \approx 0,1\%$ светосила уменьшится в 10 раз; $L \approx 4 \cdot 10^{-6}$.

Фокусирующее действие поперечного магнитного поля. Пусть в точке s на оси x расположен источник, испускающий заряженные частицы с определенной энергией. Примем далее, что в области, ограниченной линиями AO и OB (рис. 10.4), создано однородное магнитное поле, направленное вдоль оси z , и предположим, что ось y является осью симметрии области AOB и что поле на границе области изменяется скачком от значения H до нуля. Надлежащим выбором формы магнитного поля AOB можно добиться того, что все частицы одинаковой энергии, испущенные источником в плоскости xy , вновь соберутся в точке B (на оси x) после прохождения в магнитном поле AOB . Траектории таких частиц показаны на рис. 10.4. Вне поля путь частиц прямолинейный и в точках, лежащих на кривой AO , сопрягается с окружностями радиуса ρ , по которым частицы движутся внутри области AOB .

Выше было предположено, что ось y — ось симметрии области AOB . Тогда траектории частиц в области $x < 0$ будут зеркально симметричными траекториям в области $x > 0$, если центры

окружностей будут расположены на оси y . Таким образом, в точке B на оси x будет получено «изображение» источника, или, другими словами, частицы, вышедшие из источника под разными углами α , пересекут ось x в точке B . Из рис. 10.4 следует, что центры окружностей радиуса ρ будут лежать на оси y , если координаты кривой AO удовлетворяют следующему условию:

$$\frac{y}{a-x} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{\sqrt{\rho^2 - x^2}}, \quad (10.11)$$

откуда получаем форму границы поля AO :

$$y = \frac{(a-x)x}{\sqrt{\rho^2 - x^2}}. \quad (10.12)$$

Форма области AOB зависит от величины отношения a/ρ . Так, при $a/\rho = 2$ поле должно быть в области $-0,5 a < x < 0,5 a$, и при $|x| < 0,2a$ линии AO и BO будут практически прямыми, выходящими из точки O под углом примерно 20° к оси y .

Ширина изображения источника в этом идеальном случае будет определяться размером источника вдоль оси x . Светосила в этом случае может быть большой, поскольку не было никаких ограничений на величины углов α .

Полная фокусировка частиц получена для траекторий, лежащих в плоскости рисунка, и в предположении резкого изменения поля на границах AOB . Отступление от этой идеальной картины приведет к размытию изображения источника, и это размытие будет тем большим, чем больше отступление от идеальной формы поля, заданной уравнением (10.11). Приведенные расчеты показывают, что имеется по крайней мере принципиальная возможность полной фокусировки заряженных частиц в однородном магнитном поле. В реальном случае с помощью определенной конфигурации поля удастся получить условия для фокусировки частиц, испускаемых в ограниченном телесном угле.

Спектрометр с полукруговой фокусировкой однородным магнитным полем. Фокусировка частиц в таком спектрометре происходит только в одной плоскости. Энергию частиц определяют по измеренным напряженностям магнитного поля и положению изображения на фотопластинке (в данном спектрометре это равносильно измерению 2ρ). Источник заряженных частиц и его изображение, а также траектории заряженных частиц находятся в однородном магнитном поперечном поле. Такие условия не обеспечивают фокусировки всех частиц, выходящих из источника, поэтому в спектрометре используют ограничивающую пучок диафрагму.

Пусть точечный источник моноэнергетических частиц расположен в начале координат (рис. 10.5). Магнитное поле напряженностью H направлено вдоль оси z (перпендикулярно к плоскости рисунка). Найдем изображение источника на оси x при наличии диафрагмы перед источником. Диафрагму расположим таким

образом, чтобы заряженные частицы проходили через нее, если их первоначальное направление составляет с осью y углы не более $\pm \alpha_0$. Сначала рассмотрим траектории частиц, лежащих только в плоскости xu . Все траектории частиц являются дугами окружности радиуса ρ . Очевидно, что центральная траектория (частицы, выходящие из источника в направлении оси y , т. е. при $\alpha = 0$) пересечет ось x в точке $x = 2\rho$. Запишем уравнение дви-

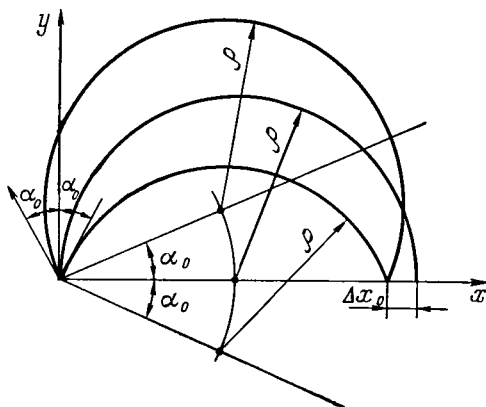


Рис. 10.5. Траектории заряженных частиц в магнитном спектрометре с полукруговой фокусировкой.

жения частиц, выходящих из источника под любым углом $\alpha \leq \alpha_0$. Центры круговых траекторий для таких частиц смещены с оси x , поэтому (см. рис. 10.5):

$$\rho^2 = (x - \rho \cos \alpha)^2 + (y - \rho \sin \alpha)^2. \quad (10.13)$$

Из этого выражения следует, что частицы будут пересекать ось x в точках $x = 2\rho \cos \alpha$. Это значит, что частицы, вышедшие из источника под углом $\alpha = 0$, пересекут ось x в самой далекой от источника точке, а частицы, вышедшие из источника под углами $\pm \alpha$, будут пересекать ось x в более близких к источнику точках. Из (10.13) также следует, что ширина изображения точечного источника определяется угловой апертурой диафрагмы. Действительно, ширина изображения источника

$$\Delta x_0 = 2\rho - 2\rho \cos \alpha_0. \quad (10.14)$$

В реальном случае источник имеет конечные размеры. Оценим влияние размеров источника на ширину изображения. Пусть размер источника вдоль оси x равен x_0 . Аналогичный анализ траекторий, лежащих в плоскости чертежа, позволяет получить следующий результат в предположении, что размеры источника x_0 малы в сравнении с шириной диафрагмы:

$$\Delta x = x_0 + 2\rho (1 - \cos \alpha_0). \quad (10.15)$$

Теперь оценим влияние на ширину изображения размеров источника вдоль оси z . Предположим, что источник представляет собой бесконечно тонкую нить длиной $2z_0$, расположенную вдоль магнитных силовых линий, т. е. вдоль оси z . Сравним траектории частиц, выходящих под разными углами β относительно оси y в плоскости zy . Проекция таких траекторий на плоскость xu будут окружностями радиуса $\rho' = \rho \cos \beta$. Это значит, что длина источника не изменяет положения правой границы изображения в плоскости xu , а левая граница изображения в плоскости xu смещается за счет частиц, вышедших из источника при $z \neq 0$, $\beta \neq 0$. С точностью до небольших поправок размер изображения источника вдоль оси z будет примерно равен $2z_0$, и это не будет сказываться на величине энергетического разрешения, поскольку для величины η существен размер изображения вдоль оси x . Уширение изображения источника x'_0 вдоль оси x за счет его размеров $2z_0$ можно выразить через угол β_0 :

$$x'_0 = 2\rho (1 - \cos \beta_0), \quad (10.16)$$

где β_0 — максимальный угол отклонения направления движения частицы от оси y в плоскости yz , определяемый как длиной источника $2z_0$, так и размерами диафрагмы, ограничивающей пучок заряженных частиц в направлении оси z .

Величину угла β_0 , определяемого диафрагмой, выбирают обычно равной $\beta_0 = \frac{z_0}{\pi\rho}$, тогда $x'_0 \approx \frac{z_0^2}{\pi^2\rho}$. Таким образом, оказывается, что размеры источника вдоль оси z не так значительно увеличивают ширину изображения, как его размеры вдоль оси x . Это позволяет выбирать для спектрометров источники с длиной $2z_0 \leq 2\pi \sqrt{x_{0\rho}}$, т. е. источники, длина которых значительно больше их ширины. Это заметно увеличивает светосилу прибора.

Для определения энергетического разрешения имеет значение не только ширина изображения у основания, но и форма линии прибора, т. е. его функция отклика, которая в данном случае дает вероятность регистрации заряженных частиц в функции величины поля H или в функции координаты их регистрации. Вычислим форму линии прибора вдоль оси x для случая точечного изотропного источника, расположенного в начале координат. Расчет сравнительно прост при анализе траекторий частиц, лежащих в плоскости xu . Результаты такого простого расчета в общих чертах позволяют получить представление и о форме линии для реального случая. Как уже было показано [см. формулу (10.13) и далее], в точку с координатой x попадут те частицы, которые вышли из источника в направлении α , связанного с x следующим соотношением: $x = 2\rho \cos \alpha$. Тогда на участок dx попадет

$$J(x) dx = -C' d\alpha, \quad (10.17)$$

где C' — постоянная, характеризующая активность источника. Учитывая связь между α и x , получаем

$$J(x) = -C' \frac{d\alpha}{dx} = \frac{C'}{2\rho \sin \alpha} = \frac{C'}{\sqrt{4\rho^2 - x^2}}. \quad (10.18)$$

Введем новую переменную $u = 2\rho - x$. Поскольку $\rho \gg u$, то знаменатель в (10.18) можно представить в виде $\sqrt{u}$, а $\sqrt{2\rho + x}$ считать постоянной величиной. Введем новую постоянную C и получим

$$J(u) = \frac{C}{\sqrt{u}}. \quad (10.19)$$

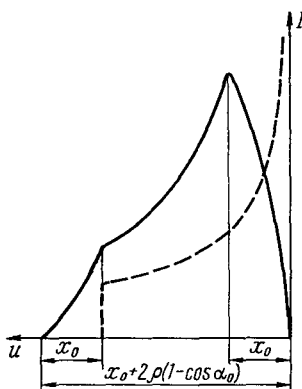


Рис. 10.6. Форма линии спектрометра с полукруговой фокусировкой.

Сплошная линия для источника с размерами вдоль оси x — x_0 , пунктир — для точечного источника.

Для точечного источника форма линии имеет вид, показанный пунктиром на рис. 10.6. Правый край изображения имеет резкую границу, и его положение не зависит от величины угла α_0 , а положение левой границы определяется углом α_0 (или краями диафрагмы): $u_0 = 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$. Предположение о точечности источника приводит к тому, что $J(u) \rightarrow \infty$ при $u = 0$. Для источника реального, имеющего ширину x_0 , форму линии можно получить, воспользовавшись (10.19). Будем считать, что единица длины источника dq создает в точке u интенсивность, равную $C \frac{dq}{\sqrt{u-q}}$,

где dq — участок источника, имеющий координату q , отсчитываемую от правого края источника. Таким образом, полное число частиц, попадающих в точку u , получаем в виде

$$J(u) = C \int \frac{dq}{\sqrt{u-q}}. \quad (10.20)$$

Функция $J(u)$ в пределах ширины изображения претерпевает изломы в точках $u = x_0$ и $u = 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$. Излом функции обусловлен тем, что в места изображения с $u < x_0$ и $u > 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ могут попасть частицы, вылетающие лишь из определенного участка источника, а не со всей его длины. Например, в точку $u = 0$ могут попасть частицы, испущенные только при $\alpha = 0$ и $q = 0$; в точки $2\rho(1 - \cos \alpha_0) \geq u \geq x_0$ могут попасть частицы из разных участков источника, вылетающие под соответствующими углами α . Наконец, в точки $u = x_0 + 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ могут попасть только частицы, вышедшие из левого края источника под углами $\pm \alpha_0$. В связи с этим пределы интегрирования (10.20) будут разными для различных областей

значений u . При $0 \leq u \leq x_0$ пределы интегрирования от 0 до u ; при $x_0 \leq u \leq 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ пределы интегрирования от 0 до x_0 и, наконец, при $2\rho(1 - \cos \alpha_0) \leq u \leq x_0 + 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ пределы интегрирования от $u - 2\rho(1 - \cos \alpha_0)$ до x_0 . Форма линии для источника шириной x_0 показана на рис. 10.6. Из рисунка видно, что правый край изображения имеет достаточно резкую границу, определяемую шириной источника. Форма линии слабо изменится, если выбрать длину источника вдоль оси z не больше $2\pi \sqrt{x_0 \rho}$.

Энергетическое разрешение будет определяться формой линии спектрометра и во многом будет зависеть от метода получения изображения, т. е. от метода регистрации частиц, прошедших в магнитном поле. В магнитных спектрометрах применяют или фотографический (с помощью фотопластинок, размещенных в плоскости xu), или электрический (ионизационные камеры и счетчики, сцинтилляционные счетчики и др.) метод регистрации.

При фотографической регистрации по почернению фотопластинки можно с высокой точностью измерить границу изображения и тем самым определить энергию заряженных частиц. Кроме того, использование фотопластинок позволяет одновременно регистрировать заряженные частицы различных энергий. В этом преимущество фотографического метода. Но соотношение интенсивностей между группами заряженных частиц с различными энергиями при этом не удастся получить достаточно надежным, поскольку плотность почернения пластинки зависит от многих факторов, таких, как способ и режим проявления, углы падения заряженных частиц, их энергия. Следует также отметить, что при фотографической регистрации необходимы сравнительно большие активности источников и длительные экспозиции из-за низкой чувствительности фотопластинок.

При электрической регистрации в плоскости xu размещается экран с щелью шириной в направлении оси $x - x_{щ}$. Против щели располагают устройство, регистрирующее заряженные частицы, например счетчик Гейгера—Мюллера. Магнитный спектрометр оказывается одноканальным, и чтобы измерить заряженные частицы разных энергий, необходимо или изменять магнитное поле, или смещать детектор. Такой способ регистрации имеет очень высокую чувствительность и позволяет работать с источниками, дающими всего несколько десятков частиц в 1 мин в пределах телесного угла, определяемого углами α_0 и β_0 . Электрический метод регистрации дает возможность с высокой точностью получать относительные интенсивности заряженных частиц с разными энергиями и проводить измерения непрерывных спектров заряженных частиц.

Ширина щели $x_{щ}$ влияет на измеряемую ширину изображения так, что изображение будет иметь ширину $x_{щ} + \Delta x$. В этом случае измерение положения границы изображения нельзя определить с точностью большей, чем $x_{щ}$. Количество импульсов, зарегистри-

стрированных в максимуме изображения, также зависит от $x_{\text{ш}}$. При $x_{\text{ш}} \geq \Delta x$ число отсчетов в максимуме не зависит от $x_{\text{ш}}$, при $x_{\text{ш}} < \Delta x$ число отсчетов в максимуме тем меньше, чем меньше $x_{\text{ш}}$. Если форма изображения описывается функцией $J(x)$, то доля g частиц, регистрируемых в максимуме, от полного числа частиц, регистрируемых при $x_{\text{ш}} \ll \Delta x$, определится следующим образом:

$$g(x_{\text{ш}}) = \frac{\int_{x' - x_{\text{ш}}/2}^{x' + x_{\text{ш}}/2} J(x) dx}{\int_{x=2\rho}^{x=2\rho + \Delta x} J(x) dx}, \quad (10.21)$$

где x' — положение максимума в функции $J(x)$.

Таким образом, найдено, что ширина изображения источника по основанию на оси x складывается из ширины щели $x_{\text{ш}}$ и ширины изображения точечного источника Δx_0 , которое увеличивается из-за влияния размеров источника вдоль оси x (x_0) и вдоль оси z (x'_0), т. е. ширина изображения по основанию вдоль оси x равна $\Delta x_0 + x_0 + x_{\text{ш}} + x'_0$. Запишем теперь энергетическое разрешение, учитывая, что $\eta = \Delta\rho/\rho = \Delta x/x = \Delta x/2\rho$, и предполагая, что ширина изображения на половине его высоты равна половине ширины изображения у основания:

$$\eta = \frac{\Delta x}{2\rho} = \frac{1}{2\rho} \frac{\Delta x_0 + x_0 + x'_0 + x_{\text{ш}}}{2}. \quad (10.22)$$

Считая, что величины углов α_0 и β_0 малы, и разлагая $\cos \alpha_0$ и $\cos \beta_0$ в ряд [см. формулы (10.14) и (10.16)], преобразуем (10.22):

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ \frac{x_0 + x_{\text{ш}}}{2\rho} + \frac{\alpha_0^2 + \beta_0^2}{2} \right\}. \quad (10.23)$$

Проведенное вычисление η является приближенным. Более точно можно вычислить η , если предположить, что известны дисперсии распределений величин x'_0 , Δx_0 и т. д. Тогда (см. гл. 4)

$$\eta = 2,3 \frac{(D_x)^{1/2}}{2\rho}, \quad \text{где } D_x = D_{x'_0} + D_{\Delta x_0} + D_{x_{\text{ш}}} + D_{x_0}. \quad (10.24)$$

Если считать, что распределения равновероятные для каждой из составляющих (это справедливо по крайней мере для x_0 и $x_{\text{ш}}$), то $D_{x'_0} = \frac{1}{12} (x'_0)^2$, $D_{\Delta x_0} = \frac{1}{12} (\Delta x_0)^2$ и т. д. В таком приближении

$$\eta = \frac{2,3}{2\rho \sqrt{12}} \sqrt{(\Delta x_0)^2 + (x_0)^2 + (x'_0)^2 + (x_{\text{ш}})^2}. \quad (10.25)$$

Вычисленные значения η по (10.25) дают величину, приблизительно на 30% меньшую, чем определенные значения η по (10.23). Светосилу спектрометра с прямоугольной диафрагмой при условии, что размеры источника малы в сравнении с размерами диаф-

рагмы, можно записать в следующем виде:

$$L = \frac{\alpha_0 \beta_0}{\pi} g. \quad (10.26)$$

Из (10.22) и (10.26) видно, что чем больше светосила, тем хуже энергетическое разрешение спектрометра. Спектрометр будет обладать оптимальными характеристиками, если отношение η/L будет иметь минимальное значение. Такой минимум существует. При стремлении углов α_0 и β_0 к нулю отношение $\eta/L \rightarrow \infty$. Это связано с тем, что при $\alpha_0 \rightarrow 0$ и $\beta_0 \rightarrow 0$ $L \rightarrow 0$, а η не обращается в нуль из-за независимости величин x_0 и $x_{\text{ш}}$ от углов α_0 и β_0 . При больших значениях углов α_0 и β_0 отношение η/L пропорционально $(\alpha_0^2 + \beta_0^2)/\alpha_0 \beta_0$. Следовательно, при $(\alpha_0^2 + \beta_0^2) > (x_0 + x_{\text{ш}})/\rho$ отношение η/L растет с увеличением углов α_0 и β_0 . Нахождение оптимальных параметров спектрометра представляет собой довольно сложную задачу, поэтому здесь ограничимся лишь некоторыми качественными соображениями. Если считать, что энергетическое разрешение определяется углами α_0 и β_0 (при больших ρ и малых x_0 и $x_{\text{ш}}$), то наименьшее отношение η/L можно получить при $\alpha_0 = \beta_0$. При этих условиях η/L по (10.23) равно $\pi/2g$ и не зависит от этих углов. Но сделанное допущение, что $(x_{\text{ш}} + x_0)/2\rho \ll \alpha_0^2$, оказывается не очень благоприятным, поскольку малая ширина источника требует препаратов с большей удельной активностью, что не всегда осуществимо. Обычно в спектрометрах с полукруговой фокусировкой по этим причинам выбирают $x_0 \sim x_{\text{ш}} \sim \rho \alpha_0^2$. При таком выборе параметров η/L равно π/g . Для $x_0 \approx x_{\text{ш}}$ величина $g \approx 0,75$. Таким образом, в спектрометрах с однородным полем с полукруговой фокусировкой энергетическое разрешение порядка 0,1% можно достичь при светосиле (отношение скорости счета в максимуме к активности источника) около 10^{-4} , т. е. при $\alpha_0 \approx 1,4^\circ$. Спектрометр с полукруговой фокусировкой позволяет получить существенно лучшие энергетические разрешения при больших величинах светосилы в сравнении с методом прямого отклонения.

Источник заряженных частиц в спектрометре с полукруговой фокусировкой может иметь размеры в направлении оси z в $\pi \sqrt{\rho/x_0}$ большие, чем в направлении оси x . Толщина источника должна быть такой, чтобы заряженные частицы в нем теряли долю своей энергии, не превышающую ηE . При исследовании спектров электронов это не очень жесткое условие, но при изучении спектров тяжелых заряженных частиц это требование весьма существенно. Действительно, источники α -частиц с энергиями около 5 Мэв должны иметь толщину (размер в направлении оси y) при энергетическом разрешении спектрометра 0,1% не более 10 мкг/см^2 , если атомный вес материала источника более 100.

Спектрометры с неоднородным поперечным магнитным полем. Такие спектрометры улучшают фокусировку заряженных частиц

и тем самым увеличивают светосилу спектрометра. В спектрометрах с неоднородным магнитным полем светосила увеличивается из-за фокусирующих свойств поля в двух направлениях: в плоскости орбиты и в направлениях, перпендикулярных к ней.

Рассмотрим сначала спектрометр с полукруговой фокусировкой, в котором магнитное поле имеет градиент вдоль оси y . В магнитном поле (рис. 10.7) находится точечный источник в начале координат. Допустим диафрагма, ограничивающая пучок, расположена так, что внутренняя траектория пучка частиц 1 соответствует частицам, вылетающим в направлении оси,

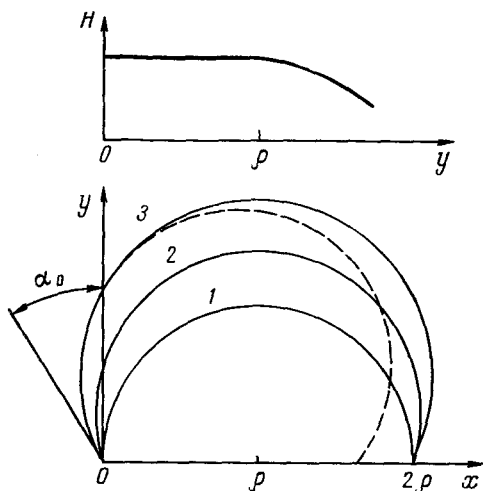


Рис. 10.7. Траектории заряженных частиц в магнитном спектрометре с полем, спадающим вдоль оси y .

т. е. под углом $\alpha = 0$, а внешняя 3 — частицам, вылетающим из источника под углом α_0 к оси y . Пусть траектория 1 полностью лежит в однородном магнитном поле и пересекает ось x в точке $x = 2r$. Для того чтобы траектории 2 и 3 пересекли ось в той же точке, необходимо их поместить в область поля с меньшей напряженностью. Форма поля для такого спектрометра показана на рис. 10.7 (вверх).

Для сравнения на этом же рисунке показана пунктиром траектория 3 для постоянного по радиусу магнитного поля. Светосила спектрометра оказывается значительно больше, поскольку помимо улучшения фокусировки для заряженных частиц, траектории которых лежат в плоскости xy , имеет место дополнительная фокусировка для частиц, выходящих из источника под углами к плоскости xy . На заряженные частицы, траектории которых лежат вне плоскости xy , в области неоднородного магнитного поля действуют силы, направленные к этой плоскости. Эти силы обусловлены составляющей магнитного поля в плоскости xy , которая имеет различные направления по обеим сторонам от этой плоскости. Это обстоятельство позволяет использовать большие значения углов β_0 , что также увеличивает светосилу прибора.

Улучшение фокусировки пучка заряженных частиц в спектрометрах возможно также при использовании аксиально симметричного, спадающего по радиусу магнитного поля. В данного рода спектрометрах часто используют слабо спадающее по радиусу магнитное поле. Пусть имеем постоянное магнитное поле, спа-

дающее по радиусу по следующему закону:

$$H = H(\rho) \left(\frac{\rho}{r} \right)^{1/2}, \quad (10.27)$$

где $H(\rho)$ — поле на расстоянии $r = \rho$; r — радиальная координата.

Поместим теперь источник частиц в точке $r = \rho$, и пусть энергия частиц такова, что они в поле $H(\rho)$ будут двигаться по окружностям радиуса ρ . Оказывается, что при таких условиях частицы, которые выходят из источника под углами α , отсчитываемыми от касательной к окружности радиуса в точке расположения источника, будут совершать затухающие колебания относительно центральной орбиты (окружность радиуса ρ). Частоты радиальных ω_r и аксиальных ω_z колебаний связаны в таком поле с орбитальной частотой ω_0 соотношением

$$\omega_r = \omega_z = \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_0. \quad (10.28)$$

Следовательно, покинувшие источник, расположенный в точке с координатами $r = \rho$ и $\varphi = 0$, частицы пересекут центральную орбиту в точке $r = \rho$; $\varphi = \pi \sqrt{2}$.

Выше записаны условия фокусировки заряженных частиц на стабильную орбиту, если источник точечный и расположен на центральной орбите. Оказывается, что и в случае неточечного источника с линейными размерами, малыми по сравнению с ρ , возможна фокусировка частиц на стабильную орбиту, если зависимость напряженности поля от радиуса подобрать соответствующим образом. Теоретически была найдена зависимость $H(r)$ для фокусировки заряженных частиц от неточечного источника.

Одна из таких зависимостей имеет следующий вид:

$$H(r) = H_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r - \rho}{\rho} \right) + A_2 \left(\frac{r - \rho}{\rho} \right)^2 + \dots \right\},$$

где H_0 — величина поля при $r = \rho$; A_2 — коэффициент, который может иметь значение $1/8$; $1/4$; $3/8$ для осуществления фокусировки в двух направлениях.

Энергетическое разрешение в случае квадратной диафрагмы, ограничивающей пучок заряженных частиц, и при выборе оптимального соотношения между α_0 , β_0 , размерами источника и щели перед детектором равно $\alpha_0^2/2$, а светосила — $g\alpha_0^2/\pi$, т. е. в этом случае отношение $\eta/L = \pi/2g$ вдвое меньше, чем для спектрометра с полукруговой фокусировкой.

10.4.3. Спектрометры с продольным магнитным полем

Продольное однородное магнитное поле. На фокусирующее свойство продольного поля для спектрометрии заряженных частиц было указано П. Л. Капицей. Принцип фокусировки поясним следующими рассуждениями. Пусть в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси z , помещен источник заряженных частиц. Моноэнергетические заряженные частицы, вылетающие из источника, движутся по траекториям, лежащим на поверхностях цилиндров. Проекции траекторий на плоскость, перпендикулярную оси z , представляют собой окружности с радиусом, определяемым следующим образом:

$$\rho = \frac{mc}{zeH} v_r, \quad (10.29)$$

где v_r — радиальная составляющая скорости частицы, равная $v \sin \alpha$; v — скорость частицы; α — угол между направлением движения частицы из источника и осью z . Время, за которое заряженная частица, вылетающая из расположенного на оси z источника, совершает полный оборот и вновь пересекает ось z :

$$T = \frac{2\pi\rho}{v_r} = 2\pi \frac{mc}{zeH}. \quad (10.30)$$

За это же время заряженная частица сместится вдоль оси z на расстояние

$$l = v_z T = 2\pi \frac{mc}{zeH} v \cos \alpha, \quad (10.31)$$

где v_z — составляющая скорости частицы вдоль оси z . Таким образом, все заряженные частицы, вышедшие из источника с одной энергией и под одним углом α к оси z , соберутся вновь на оси z в точке, удаленной от источника на расстояние l . Если с помощью диафрагмы выделить траектории частиц, выходящие из источника под определенным углом, то можно выделить частицы с определенной энергией. Разместим в плоскости, перпендикулярной оси z , кольцевую диафрагму (рис. 10.8) со средним радиусом кольцевого зазора r_d на расстоянии l_d от источника. Можно показать, что частицы пройдут через диафрагму, если удовлетворяется следующее соотношение:

$$r_d = 2\rho \sin \left(\frac{2\pi l_d}{l} \right) = \frac{2mvc}{zeH} \sin \alpha \cdot \sin \frac{2\pi l_d}{l}. \quad (10.32)$$

Это соотношение дает уравнение огибающей проекции траекторий заряженных частиц, вылетающих из источника под углом α , на плоскость, проходящую через ось z .

Размер области Δz_0 , где происходит пересечение траекторий оси z частицами с одинаковой скоростью с углами вылета из источника от α до $\alpha + \Delta\alpha$, можно получить из соотношения (10.31)

$$\Delta z_0 = 2\pi \frac{mc}{zeH} v [\cos \alpha - \cos (\alpha + \Delta\alpha)]. \quad (10.33)$$

Величина Δz_0 и определяет энергетическое разрешение спектрометра в случае точечного источника, расположенного на оси z . Светосила спектрометра

$$L = \frac{1}{2} \{ \cos \alpha - \cos (\alpha + \Delta\alpha) \} g. \quad (10.34)$$

Учитывая, что $\eta = \Delta\rho/\rho = \Delta z/z = 0,5 [\cos \alpha - \cos (\alpha + \Delta\alpha)]/\cos \alpha$, получаем $\eta/L = 1/(g \cos \alpha)$, откуда, в частности, следует, что

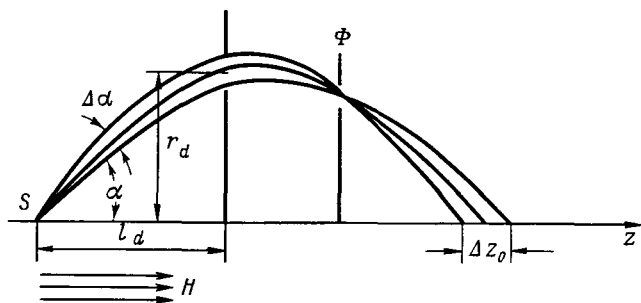


Рис. 10.8. Проекция на плоскость, проходящую через ось z , траекторий заряженных частиц в продольном однородном поле.

Диафрагма Φ — в плоскости кольцевого фокуса.

характеристики спектрометра с продольным однородным магнитным полем при условии, что угол α мал, имеют характеристики, близкие к характеристике ранее описанных приборов.

Большую светосилу в спектрометрах с однородным продольным магнитным полем удастся получить при постановке дополнительной диафрагмы с узким кольцевым зазором в области так называемого кольцевого фокуса. Положение кольцевого фокуса можно найти, дифференцируя (10.32) и приравнявая $\frac{dr_d}{d\alpha} = 0$.

Последнее равенство имеет место при таких углах, которые удовлетворяют следующему соотношению:

$$\operatorname{tg} \frac{zeH}{2mvc \cos \alpha} = - \frac{zeH}{2mvc \cos \alpha} \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Спектрометры с однородным продольным магнитным полем не получили широкого распространения, поскольку при высоких

энергетических разрешениях они очень громоздки (необходим малый угол α и, следовательно, большие l).

Спектрометры с продольным неоднородным магнитным полем. Как уже было показано выше, симметричное определенной формы магнитное поле обладает свойством фокусировать частицы. Оказывается, что катушка с током, создающая симметричное относительно своей оси магнитное поле, при определенных условиях также обладает фокусирующими свойствами. Поэтому такие катушки по аналогии с оптикой называют магнитными линзами. Для тонких магнитных линз вводят понятие фокусного расстояния f_0 , которое связано с расстоянием от нее источника d_1 и его изображения d_2 так же, как и в обычной оптике:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f_0}. \quad (10.35)$$

Если ограничиться рассмотрением траекторий заряженных частиц, выходящих из точечного источника с малыми относительно оси z углами α , то уравнение их движения в аксиально симметричном поле можно записать в следующем виде:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{z^2 e^2 r}{4m^2 v^2 c^2} H^2(z). \quad (10.36)$$

Когда источник и его изображение значительно удалены от магнитной линзы, то решение уравнения (10.36) позволяет определить f_0 :

$$\frac{1}{f_0} = \frac{z^2 e^2}{4m^2 v^2 c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} H^2(z) dz. \quad (10.37)$$

Величина f_0 не зависит от вида функции $H(z)$ и определяется интегралом от этой функции. Поэтому f_0 для данной конструкции магнитной линзы оказывается обратно пропорциональным квадрату тока, текущему через катушку, и прямо пропорциональным квадрату импульса заряженной частицы, т. е.

$$\frac{1}{f_0} = \text{const} \frac{i^2}{(mv)^2}. \quad (10.38)$$

Таким образом, при фиксированном положении источника и детектора заряженных частиц можно регистрировать частицы с разными энергиями, изменяя величину тока в обмотках магнитной линзы.

Фокусировка заряженных частиц на расстоянии от оси линзы в точке d_2 на оси z была бы точной в случае бесконечно тонкой магнитной линзы. На самом деле заряженные частицы, вылетающие по отношению к оси линзы под разными углами, фокусируются в различных точках. Для того чтобы уменьшить размытие изображения, на пути пучка частиц обычно помещают несколько кольцевых диафрагм. Схема спектрометра с тонкой линзой пока-

зана на рис. 10.9. Пучок заряженных частиц из источника S вырезается диафрагмой. В магнитном поле частицы отклоняются и вновь собираются в точке на оси z . Между источником и детектором обычно размещают защитный конус, чтобы γ -кванты, обычно испускаемые β -активными ядрами, не попадали в детектор и не создавали нежелательного фона.

Диафрагмы выделяют частицы с углами вылета от α_0 до $\alpha_0 + \Delta\alpha$. В случае достаточно малых значений $\Delta\alpha$ энергетическое разрешение

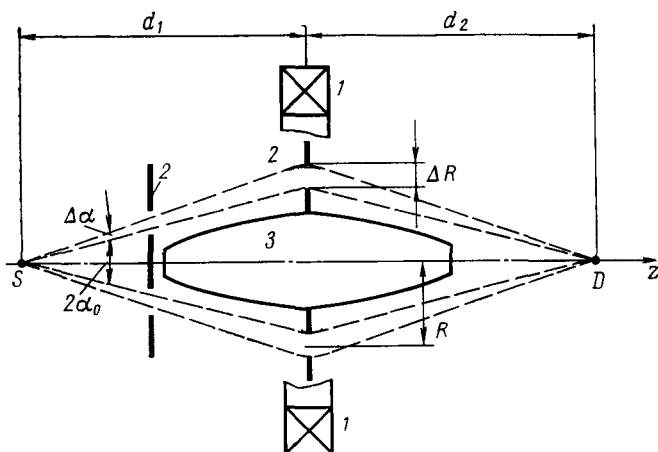


Рис. 10.9. Схема спектрометра с тонкой магнитной линзой:
1 — катушка; 2 — диафрагмы; 3 — защитный конус.

ние спектрометра с тонкой магнитной линзой определяется размерами источника и рабочей площадью детектора:

$$\eta_{\min} = \frac{1}{2} \frac{f_0}{R} \left\{ \frac{r_s}{d_1} + \frac{r_d}{d_2} \right\}, \quad (10.39)$$

где r_s и r_d — радиусы источника и входного отверстия детектора частиц соответственно; R — средний радиус кольцевого отверстия диафрагмы. Светосила спектрометра определяется следующим образом:

$$L = g \frac{1}{2} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + \Delta\alpha} \sin \alpha \, d\alpha = g \sin \frac{2\alpha_0 + \Delta\alpha}{2} \sin \frac{\Delta\alpha}{2}. \quad (10.40)$$

Из рис. 10.9 следует, что

$$\sin \frac{2\alpha_0 + \Delta\alpha}{2} \approx \frac{R}{d_1}; \quad \sin \frac{\Delta\alpha}{2} \approx \frac{\Delta R}{2d_1} \quad (10.41)$$

и тогда $L = g \frac{R\Delta R}{2d_1^2}$.

Спектрометры с тонкой магнитной линзой обладают высокой светосилой. Так, при энергетическом разрешении порядка 2—3% светосила составляет около 5%, что намного больше светосилы спектрометров с поперечным магнитным полем при аналогичном энергетическом разрешении. Следует также отметить сравнительную простоту конструкции магнитных спектрометров с тонкой магнитной линзой.

Энергетическое разрешение спектрометров с неоднородным продольным магнитным полем можно улучшить, если подобрать магнитное поле таким образом, чтобы скомпенсировать хотя бы частично сферическую aberrацию (зависимость места пересечения траектории оси z от угла α , под которым частицы входят в поле).

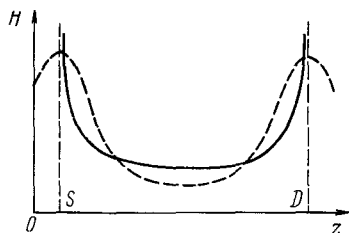


Рис. 10.10. Расчетная зависимость $N(z)$ для получения минимальной сферической aberrации (сплошная линия) и для двух тонких магнитных линз (пунктирная линия).

Расчеты показали, что минимальная сферическая aberrация будет в протяженном поле, показанном на рис. 10.10, если источник и детектор разместить в точках, где поле имеет максимальное (бесконечно большое) значение. Такое поле точно создать невозможно. Очень похожую форму по-

ля можно получить с помощью двух катушек, отнесенных друг от друга. Магнитное поле вдоль оси спектрометра с двумя катушками показано пунктиром на том же рисунке. Источник заряженных частиц помещается в центре одной из катушек, а детектор — в центре другой. Интервал углов $\alpha \div \alpha + \Delta\alpha$ определяется с помощью диафрагм. При использовании источников диаметром около 0,4 см в таком спектрометре энергетическое разрешение равно примерно 1%, а светосила — приблизительно 1,5%.

Магнитные методы спектрометрии позволяют производить абсолютные измерения энергий заряженных частиц с высокой точностью. С этой точки зрения наименьшие погрешности получают в спектрометрах с однородным магнитным полем. Чтобы измерить абсолютную величину энергии частицы в спектрометре с полукруговой фокусировкой, необходимы абсолютные измерения расстояния между правыми краями источника и его изображения, т. е. абсолютное измерение 2ρ , абсолютные измерения величины магнитного поля. При этом предполагается, что магнитное поле с достаточной степенью точности постоянно на всем протяжении орбиты частицы и не изменяется в процессе измерений. Поле в спектрометре можно определить с точностью 10^{-2} — $10^{-3}\%$ (например, методом ядерного резонанса). Величину 2ρ можно измерить, по крайней мере, с точностью не хуже, чем $x_0/2\rho$; в прецизионных спектрометрах $x_0/2\rho \leq 10^{-3}$. Погрешности при абсолютных измерениях энергий связаны также с неоднородностью

магнитного поля, с качеством источников (последнее особенно существенно при определении энергий тяжелых заряженных частиц), а также с неопределенностью в величинах физических констант: скорости света ($10^{-4}\%$) заряда электрона ($1 \cdot 10^{-3}\%$), массы частицы ($3 \cdot 10^{-3}\%$ для электрона).

Хорошей иллюстрацией абсолютных измерений энергий с помощью магнитных спектрометров являются абсолютные измерения энергий α -частиц. Так, по данным многих измерений, проведенных с точностью $\pm (2-4) \text{ кэв}$, установлены энергии α -частиц $\text{ThC}' - 8,7801 \pm 0,0041$, $\text{ThC} - 6,0861 \pm 0,0024$ и других α -излучателей, которые используют в качестве стандартов при проведении относительных измерений.

10.4.4. Магнитные спектрометры для β - и α -спектрометрии

Изложенные выше принципы работы магнитных спектрометров и их основные характеристики позволяют оценить их относительные достоинства. Для достижения очень высоких энергетических разрешений при сравнительно большой светосиле наиболее пригодны спектрометры с продольным однородным магнитным полем при условии использования источников очень малых размеров или при условии изготовления спектрометров больших размеров. В случае, если необходимо использовать источники больших размеров, т. е. при малой удельной активности, более подходящими являются спектрометры с фокусировкой в двух направлениях в поперечном магнитном поле. Чтобы получить умеренные энергетические разрешения около 1% , при большой светосиле необходимо применять спектрометры с неоднородным продольным полем, т. е. спектрометры с тонкими и толстыми линзами.

Для измерения спектров α -частиц, сопровождающих распад тяжелых ядер, применяют обычно спектрометры с поперечным магнитным полем с фокусировкой в двух направлениях. Это наиболее эффективные для α -спектрометрии приборы при проведении исследований с высокой разрешающей способностью, поскольку в них, при прочих равных условиях, источник может иметь наибольшую площадь. Источники α -частиц должны иметь сравнительно малые толщины и получить источники большой активности можно лишь за счет увеличения их площади. Это обстоятельство имеет решающее значение при исследовании α -радиоактивных ядер. Действительно, если период полураспада тяжелого ядра около 10^5 лет и измерения энергии проводятся с энергетическим разрешением $0,5\%$, то толщина источника не должна превышать 10 мкг/см^2 и, следовательно, с 1 см^2 такого источника будет испускаться в среднем $5 \cdot 10^3 \text{ } \alpha\text{-частица/сек.}$ При светосиле спектрометра около 10^{-4} на фотопластинку будет попадать в среднем $0,5 \text{ частица/сек.}$ Для получения изображения потребуются десятки часов экспонировать фотопластинки. Если же использовать электрический метод регистрации, то для иссле-

дования энергетического интервала всего лишь в 200 *кэв* требуется около 100 замеров при фиксированных значениях напряженности магнитного поля. Время каждого измерения будет порядка 10—20 *мин*.

В магнитных спектрометрах для α -спектрометрии, как правило, используют фотографический метод регистрации частиц, поэтому одновременно можно измерить α -частицы в диапазоне энергий ± 100 —250 *кэв*.

Для α -частиц величины $H\rho \approx 1,5 \cdot 10^5 \sqrt{E}$, где E — энергия α -частиц, *Мэв*, а $H\rho$ — в *гс·см*. При использовании больших магнитов с полем порядка 10 000 *гс* и радиусами 30—50 *см* можно исследовать спектры практически всех естественных α -излучателей. Такие магниты оказываются весьма громоздкими и их вес исчисляется тоннами и десятками тонн. Лучшие спектрометры позволяют получить спектры α -частиц с шириной линии на полувысоте около 7 *кэв* при светосиле примерно $2 \cdot 10^{-4}$, что позволяет при относительных измерениях определять отношения энергий α -частиц с точностью 1—2 *кэв*.

Спектрометры с продольным магнитным полем не используют для измерения энергии тяжелых заряженных частиц, поскольку они должны иметь (в случае однородного поля) очень большие размеры. Для α -частиц с энергией 5 *Мэв* длина соленоида при 5000 *а-вит/см* достигает 400 *см* [см. (10.31)]. Приведенные цифры получены для $\cos \alpha = 0,8$. Длину спектрометра для α -частиц можно значительно уменьшить, если выбрать углы α близкие к $\pi/2$, однако при этом характеристики спектрометра будут крайне невыгодны, поскольку $\eta/L \approx 1/g \cos \alpha$.

Таблица 10.1

Характеристики различных спектрометров заряженных частиц

Спектрометры	Заряженная частица	$\Delta E/E$, %	L
Ионизационные камеры	α	0,7	$0,5 \div 1$
Сцинтилляционные спектрометры	β (~ 1 <i>Мэв</i>) α (~ 5 <i>Мэв</i>)	5	0,5
Полупроводниковые спектрометры	α (~ 5 <i>Мэв</i>) β (~ 1 <i>Мэв</i>)	0,3 0,2	$\sim 0,5$ $\sim 0,5$
Магнитные спектрометры: с поперечным неоднородным полем	α (~ 7 <i>Мэв</i>) β	0,1 0,1	$2 \cdot 10^{-4}$ $2 \cdot 10^{-4}$
с продольным однородным полем	β	0,4	$2 \cdot 10^{-2}$
с тонкой магнитной линзой	β	2,5	$5 \cdot 10^{-2}$

Исследование спектров β -частиц проводят со спектрометрами как с поперечным, так и с продольным магнитным полем. Особенно широко применяют спектрометры с неоднородным продольным магнитным полем, что связано с относительно простой конструкцией этих приборов и высокой светосилой при энергетических разрешениях около 1%.

Выбор спектрометров при проведении измерений β -спектров обусловлен условиями измерений. Так, при большой удельной активности β -источников и необходимости иметь $\eta \approx 0,2\%$ более выгодны спектрометры с однородным продольным полем и кольцевым фокусом. При низких удельных активностях и тех же требованиях к энергетическому разрешению преимущества на стороне спектрометров с двойной фокусировкой в поперечном поле, так как в последнем случае допустимы большие площади источников при одинаковых η .

В табл. 10.1 показаны энергетические разрешения и светосила различных методов спектрометрии заряженных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грошев Л. В., Шапиро И. С. Спектроскопия атомных ядер. Гл. 3, 4. М., Гостехтеориздат, 1952.
2. Альфа-, бета и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
3. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Части 9 и 11. Т. 3. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
4. Столярова Е. Л. Спектрометрия ионизирующих излучений. Гл. 2. М., Атомиздат, 1964.

Глава 11

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ

Исследование энергетического состава γ -излучения позволяет определить целый ряд важных для теории характеристик ядер, таких, как положение энергетических уровней возбужденных состояний ядер, энергия связи нуклонов, средняя плотность возбужденных состояний и т. д. Энергетический состав γ -излучения необходимо знать и во многих задачах ядерной техники, например, для определения тепловыделения в экранах реакторов, для расчета дозы проникающего излучения. Анализ спектрального состава γ -излучения оказывает существенную помощь и в геологической разведке, и в радиационной медицине. В последнее время гамма-спектрометрия получает применение и в астрономии.

Приведенные примеры показывают насколько широк диапазон научных и практических приложений гамма-спектрометрии. Но требования к гамма-спектрометрам в различных областях могут различаться весьма существенно. Так, в ядерной гамма-спектрометрии разрешающая способность спектрометров около

10 кэв является еще недостаточной для проведения многих исследований. В то же время разрешающая способность примерно 100 кэв удовлетворяет практически всем требованиям, возникающим при спектрометрии γ -излучения в ядерной технике. Столь же различны требования к гамма-спектрометрам с точки зрения их эффективности, их чувствительности к сопутствующему излучению (нейтронам, заряженным частицам).

В настоящей главе рассмотрены все основные принципы измерения энергии γ -квантов и приведены оценки основных характеристик спектрометров, построенных на этих принципах.

Энергию γ -квантов определяют или по энергии электронов, образующихся в результате взаимодействия электромагнитного излучения с атомами, или по энергии заряженных частиц, возникающих в фотоядерных реакциях, или по величине угла брэгговского отклонения, или, наконец, по наклону функций пропускания пучка γ -квантов. Наиболее эффективным способом является способ определения энергии γ -квантов по электронам отдачи. В то же время этот способ оказывается и достаточно сложным, поскольку при взаимодействии моноэнергетических γ -квантов с атомами могут образовываться электроны с разными энергиями. Последнее обстоятельство потребовало развития специальных методов преобразования амплитудных распределений в энергетические спектры, краткое изложение которых приведено в этой главе.

§ 11.1. ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СОСТАВА γ -КВАНТОВ ПО ФУНКЦИЯМ ПРОПУСКАНИЯ

В гл. 3 было показано, что в условиях «хорошей» геометрии ослабление моноэнергетического пучка γ -квантов каким-либо материалом можно записать в следующем виде:

$$n(t) = n_0 e^{-\mu t}, \quad (11.1)$$

где n_0 — количество регистрируемых квантов при $t = 0$; $n(t)$ — количество регистрируемых квантов после их прохождения через материал толщиной t . Отношение $n(t)/n_0 = T(t)$ называют функцией пропускания. В логарифмическом масштабе функция пропускания — прямая линия, тангенс угла наклона которой равен коэффициенту ослабления γ -квантов μ , зависящему от энергии γ -квантов. Эта зависимость для различных материалов известна с точностью около 1—2%. Таким образом, измерив функцию пропускания, можно определить μ и по известной зависимости $\mu(E)$ определить энергию γ -квантов.

В случае, если исследуемое излучение является моноэнергетическим, можно измерить наклон функции пропускания с хорошей точностью, а точность определения энергии будет зависеть от того, насколько велика производная $d\mu/dE$. Следует отметить,

что функция $\mu(E)$ в материалах со средними и большими атомными номерами имеет минимум, и поэтому разные энергии γ -квантов могут иметь одинаковые значения μ . Кроме того, поскольку минимум функции $\mu(E)$ не резкий, то в этой области энергий точность определения энергий γ -квантов небольшая. Эти затруднения не принципиальны, так как всегда можно измерить функции пропускания для элементов с малым атомным номером, для которых этот минимум смещен в область высоких энергий γ -квантов.

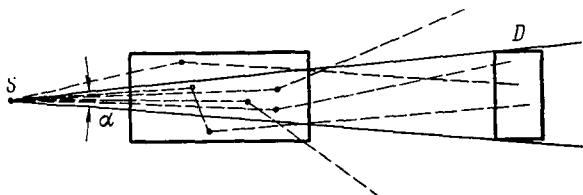


Рис. 11.1. К определению энергии γ -квантов по функциям пропускания.

Например, в алюминии минимум находится при энергии γ -квантов около 20 Мэв , а в углероде — примерно при 50 Мэв .

Существенным источником ошибок при определении энергии γ -квантов по функциям пропускания может быть недостаточно хорошая геометрия опытов, при которой ослабление излучения отличается от приведенного выше закона (11.1). Напомним, что этот закон получен в предположении, что каждое взаимодействие γ -кванта выводит его из пучка. В реальном случае всегда имеется конечная вероятность того, что γ -квант провзаимодействует в поглотителе не один раз и попадет после двух или более взаимодействий в детектор. Пути таких квантов показаны на рис. 11.1. Вклад таких процессов зависит главным образом от геометрии опыта и диаметра поглотителя (см. гл. 14). Для проведения корректных измерений функций пропускания необходимо, чтобы угол расхождения пучка γ -квантов не превышал 1° (угол α на рис. 11.1).

Оценим точность, с которой можно определить энергию моноэнергетического пучка γ -квантов по функциям пропускания, считая известной зависимость $\mu(E)$ с точностью 1% и полагая $\mu(E) \sim 1/E$.

Учитывая (11.1), можно показать, что

$$\left| \frac{\Delta \mu}{\mu} \right| = \left| \frac{1}{\ln T} \cdot \frac{\Delta T}{T} \right|, \quad (11.2)$$

где $\Delta T/T$ — относительная ошибка измерения ослабления пучка γ -квантов. Из (11.2) следует, что при $T = 10^{-2}$ необходимо измерить ослабление пучка γ -квантов с точностью до $5 \cdot 10^{-2}$ для опре-

деления энергии монохроматического пучка γ -квантов с точностью, с которой известна зависимость $\mu(E)$, т. е. 1%.

В случае немонотонного излучения функция пропускания имеет сложный вид, и по ее форме можно лишь сделать оценки энергетического состава γ -излучения.

Хотя приложения метода пропускания оказываются весьма ограниченными, представляет интерес оценить энергетическое разрешение метода для случая, когда спектр содержит две группы γ -квантов с близкими энергиями E_1 и E_2 и одинаковыми (или близкими) интенсивностями. Вычислим, с какой точностью необходимо измерить функции пропускания для установления по форме кривой пропускания наличия двух групп γ -квантов. Пусть относительная точность измерения числа отсчетов за толщинами поглотителя t есть δ и пусть измеряются скорости счета n_0 , n_1 и n_2 за толщинами поглотителя $t = 0$, $t = t_1$ и $t = t_2$. Уверенно судить о наличии двух групп γ -квантов по измеренным величинам n_0 , n_1 и n_2 можно в том случае, если эти величины в зависимости от t не лежат на одной экспоненте с учетом ошибок измерения δ . Предполагая $t_2 = 2t_1$, это условие можно записать следующим образом:

$$\frac{n_0/n_1}{n_1/n_2} > 1 + \delta. \quad (11.3)$$

Зависимость скорости счета $n(t)$ для двух групп γ -квантов одинаковой интенсивности запишем в виде

$$n(t) = n_0 \left(\frac{1}{2} e^{-\mu_1 t} + \frac{1}{2} e^{-\mu_2 t} \right), \quad (11.4)$$

где μ_1 и μ_2 — коэффициенты линейного ослабления γ -квантов с энергиями E_1 и E_2 соответственно. Если считать, что $\mu_1 > \mu_2$, определить n_1 и n_2 из (11.4) и подставить в (11.3), то условие разделения двух групп γ -квантов примет вид

$$2 \frac{(1 + e^{2\Delta\mu t_1})}{(1 + e^{\Delta\mu t_1})^2} > 1 + \delta, \quad (11.5)$$

где $\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2$. Левая часть (11.5) равна 1,21 и 1,05 при $\Delta\mu t_1 = 1$ и 0,5 соответственно. При $\Delta\mu t_1 \gg 1$ левая часть (11.5) равна 2. Если $\delta \lesssim 0,05$, то обнаружить две группы γ -квантов возможно при $\Delta\mu t_1 \gtrsim 0,5$. Для энергий γ -квантов $\lesssim 0,5$ Мэв $\mu(E) \sim E^{-3,5}$ (для материалов с $Z \gtrsim 80$). Тогда

$$\left| \frac{\Delta E}{E} \right| = \frac{\Delta\mu/\mu}{3,5} = \frac{\Delta\mu t/\mu t}{3,5}.$$

Таким образом, при $\delta \approx 0,05$ $\Delta E/E \approx 0,15/\mu t_1$, где ΔE — минимальное отличие в энергиях двух групп γ -квантов, которое можно заметить при оговоренных выше условиях.

Проведенная оценка показывает, что для разрешения двух групп γ -квантов, отличающихся по энергии на 5%, необходимы ослабления излучения при $t = t_2$ приблизительно в 400 раз при $\delta \approx 0,05$, а при $\delta \approx 0,015$ — всего в 30 раз. Светосила этого метода невелика и по порядку величин равна $\alpha^2 e^{-2\mu t_1}/4$. При $\alpha \approx 1^\circ$ и $e^{-2\mu t_1} \approx 10^{-2}$ величина $L \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$.

§ 11.2. ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ γ -КВАНТОВ ПО ПРОДУКТАМ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Энергию γ -квантов можно определить по энергии заряженных частиц, образующихся при фотоядерных реакциях. Наиболее удобной для практического использования является реакция фоторасщепления дейтона. Эта реакция эндотермическая ($Q = -2,23 \text{ Мэв}$). В результате фоторасщепления образуются нейтрон и протон с практически одинаковыми энергиями. Если энергия γ -кванта мала по сравнению с массой покоя протона, то энергия протона связана с углом его вылета Θ относительно направления движения γ -квантов следующим образом:

$$E_p = \frac{E_\gamma - |Q|}{2} + \sqrt{\frac{E_\gamma - |Q|}{4Mc^2}} E_\gamma \cos \Theta, \quad (11.6)$$

где M — масса протона.

Энергия протона зависит от угла Θ , но эта зависимость слабая, поэтому протоны в результате такой реакции распределены в узком энергетическом интервале. Относительную ширину распределения протонов отдачи можно найти из (11.6). Очевидно, что $E_{p \text{ макс}}$ будет при $\Theta = 0$ и $E_{p \text{ мин}}$ при $\Theta = \pi$, поэтому

$$\frac{E_{p \text{ макс}} - E_{p \text{ мин}}}{\bar{E}_p} = \frac{2E_\gamma}{\sqrt{(E_\gamma - |Q|) Mc^2}}. \quad (11.7)$$

По сути дела относительная ширина распределения протонов по энергиям и определяет энергетическое разрешение этого метода. Чтобы точно его вычислить, необходимо получить распределение протонов по энергиям, явный вид которого зависит от углового распределения протонов.

Угловое распределение протонов отдачи можно в первом приближении описать функцией $\sin^2 \Theta$, что приводит к параболическому распределению амплитуд импульсов. Тогда ширина распределения на половине высоты будет в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем у основания, т. е. $\Delta E_p = E_\gamma \sqrt{\bar{E}_p / Mc^2}$. Энергетическое разрешение такого прибора, принимая во внимание (4.11) и (11.6) и считая, что амплитуда импульса пропорциональна энергии протонов,

можно записать следующим образом:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{\Delta E_p}{E_\gamma f'(E_\gamma)} = \frac{2\Delta E_p}{2E_p + |Q|} = \frac{\sqrt{2E_\gamma} \sqrt{1 - |Q|/E_\gamma}}{\sqrt{Mc^2}}, \quad (11.8)$$

где $f'(E_\gamma) = 1/2$ — производная от (11.6).

С ростом энергии γ -квантов энергетическое разрешение ухудшается. Если $E_\gamma \gg |Q|$, то $\eta \approx \sqrt{2E_\gamma}/30$, где E_γ — энергия, Мэв. При $E_\gamma = 20$ Мэв $\eta \approx 20\%$. Энергетическое разрешение при $E_\gamma \approx |Q|$ будет уже определяться не столько разбросом энергий протонов, возникающих при фоторасщеплении, сколько флуктуацией в числе созданных пар ионов. С учетом этих флуктуаций энергетическое разрешение можно записать в виде

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \left[\left(\frac{\sqrt{2E_\gamma} \sqrt{1 - |Q|/E_\gamma}}{\sqrt{Mc^2}} \right)^2 + \frac{2\mathcal{W}}{E_\gamma - |Q|} \right]^{1/2}, \quad (11.9)$$

где $\mathcal{W}$ — энергия, затрачиваемая в камере на создание одной пары ионов. Из этого выражения можно получить, что минимальная величина $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 0,03$ будет при $E_\gamma - |Q| \approx 0,17$ Мэв. Заметим, что в (11.8) и (11.9) не учтены различные процессы, ухудшающие разрешение, такие, как шумы, стеночный и индукционный эффекты и т. д.

Энергию фотопротонов измеряют или в ионизационных камерах, или в камерах Вильсона, или с помощью ядерных эмульсий. В первых двух случаях камеры наполняют дейтерием, а в последнем дейтерий вводят в состав эмульсий. В ионизационных камерах энергетическое разрешение несколько ухудшается в основном за счет стеночного эффекта. При измерениях энергий фотопротонов в трековых приборах энергетическое разрешение определяется дисперсией в пробегах протонов, поскольку здесь возможно анализировать энергию протонов, вылетающих под определенным углом относительно направления движения γ -квантов. Последнее обстоятельство позволяет получать лучшие энергетические разрешения в трековых приборах при изучении энергетических распределений γ -квантов по фотопротонам. В ядерных эмульсиях удастся измерять энергию γ -квантов по фотопротонам с точностью 50—150 кэв.

Эффективность спектрометров определяется сечением фоторасщепления дейтонов. Это сечение невелико и имеет максимальную величину около 2 мбарн при энергиях γ -квантов 4 Мэв. Можно легко подсчитать, что, например, в камере объемом 200 см³, заполненной дейтерием при давлении 10 атм, будет происходить примерно $2 \cdot 10^{-4}$ фоторасщеплений в 1 сек, если камера помещена в поток γ -квантов плотностью 1 фотон/(см²·сек). В то же время в камере будут образовываться электроны в результате поглощения и рассеяния γ -квантов в оболочке камеры и в газе, наполняю-

щем камеру. Их число будет в 10^3 — 10^4 раз больше, чем число фотопротонов, поскольку только сечение комптоновского рассеяния γ -квантов на электроне составляет около 200 мбарн, а количество электронов даже в очень тонкой оболочке камеры много больше, чем количество ядер дейтерия в объеме камеры. От этого фона электронов можно избавиться, если размеры камеры выбрать так, чтобы пробеги электронов не укладывались полностью в камере. Электроны на 1 см пути в дейтерии при давлении 10 атм теряют около 100 кэв. Пробег протона с энергией 1 Мэв при тех же условиях составляет 1,0 см. Если максимальный размер камеры около 5 см, то электроны смогут создавать импульсы с амплитудами, пропорциональными энергии 500—700 кэв. Следовательно, в такой камере можно будет регистрировать протоны с энергией выше примерно 1 Мэв, т. е. изучать спектр γ -квантов с энергией выше 4 Мэв. Для исследований в области более низких энергий необходимо использовать камеры меньших размеров или камеры с меньшим давлением дейтерия. Чем ниже энергия исследуемых γ -квантов, тем легче избавиться от фона, создаваемого электронами, поскольку при уменьшении энергии фотопротонов их пробеги уменьшаются приблизительно пропорционально квадрату их энергии, а удельные потери электронов в области энергий 1—2 Мэв практически постоянны.

Размеры ионизационных камер нельзя делать большими (наличие импульсов от электронов), а малые размеры приводят к заметному стеночному эффекту (см. гл. 10). Поэтому ионизационные камеры, наполненные дейтерием, имеет смысл использовать лишь для небольших энергий γ -квантов (3—4 Мэв), т. е. при большом отличии удельных потерь энергии протонами и электронами. Одно из основных преимуществ измерения энергий γ -квантов по фотопротонам — это возможность регистрации γ -квантов с энергией выше 2,23 Мэв на фоне интенсивного γ -излучения с меньшей энергией.

§ 11.3. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ

Такие гамма-спектрометры имеют большую эффективность и находят применение в тех случаях, когда нет высоких требований к энергетическому разрешению. В области энергий γ -квантов 100 кэв—10 Мэв энергетическое разрешение этих приборов лежит в пределах $12 \div 4\%$. В однокристалльных сцинтилляционных спектрометрах функция отклика $G(E, V)$ имеет довольно сложный вид, и поэтому не всегда надежно удастся определить спектр γ -квантов по измеренным амплитудным распределениям. Главным образом по этой причине разработано много различных многокристалльных спектрометров, в которых получают функцию отклика $G(E, V)$, близкую к идеальной. Правда, эффективность многокристалльных спектрометров обычно меньше эффективности однокристалльных.

11.3.1. Однокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры

Коллимированный пучок γ -квантов направляется на кристалл сцинтилляционного счетчика, импульсы которого после усилителя попадают на амплитудный многоканальный анализатор. Типичные распределения амплитуд импульсов, полученные с кристаллом NaI(Tl) диаметром и высотой 40 мм, показаны на рис. 11.2. В амплитудных распределениях виден четко выраженный максимум — пик полного поглощения, обусловленный фотоэлектрическим поглощением γ -квантов и их многократным комптоновским взаимодействием в кристалле с последующим поглощением

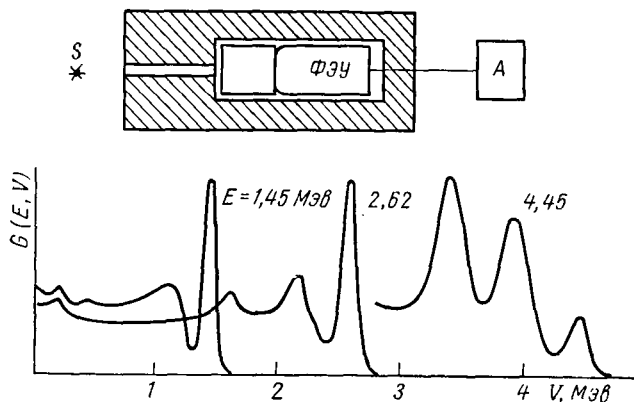


Рис. 11.2. Блок-схема однокристалльного сцинтилляционного спектрометра и его функция отклика для γ -квантов.

(см. также гл. 7). Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии γ -квант не может передать всю свою энергию электрону. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет $E_{\gamma}/(1 + 2E_{\gamma}/m_0c^2)$ (т. е. около 250 кэв). Чем выше энергия γ -квантов, тем больше абсолютный разброс по амплитудам импульсов. Поэтому с ростом энергии γ -квантов пик полного поглощения все хуже и хуже отделяется от непрерывного комптоновского распределения и все большее значение приобретает эффект образования пар, который приводит к появлению еще двух пиков в амплитудном распределении импульсов. Эти пики отстоят от пика полного поглощения в шкале энергий на 0,51 и 1,02 Мэв (см. гл. 6). С дальнейшим ростом энергии γ -квантов эти пики все хуже разделяются и при энергиях выше 5—7 Мэв практически сливаются в один широкий максимум.

В приведенных амплитудных распределениях видны пики при энергиях около 250 кэв. Их появление связано с обратным

рассеянием γ -квантов на упаковке кристалла и колбе фотоумножителя. Чтобы γ -квант создал амплитуду в этой области энергии, он должен или рассеяться в кристалле на малый угол, или пройти через кристалл без взаимодействия, рассеяться на упаковке кристалла или колбе фотоумножителя на угол, больший 90° , и поглотиться в кристалле. Последний процесс приводит к образованию максимума в амплитудном распределении, поскольку энергия обратно рассеянных квантов слабо зависит от угла рассеяния.

Приведенные на рис. 11.2 функции отклика $G(E, V)$ оказываются довольно сложными, и это затрудняет получение спектров γ -квантов по измеренным амплитудным распределениям импульсов. Как уже отмечалось в гл. 6 и 7, функции отклика будут иметь более близкий к распределению Гаусса вид, если увеличивать размеры кристаллов. Этому же способствует применение коллиматоров, которые позволяют выделить узкий пучок γ -квантов и направить его в центр кристалла.

При измерениях спектров γ -квантов с помощью однокристалльных сцинтилляционных спектрометров основная проблема заключается в преобразовании амплитудного распределения импульсов в энергетические спектры, т. е. в решении интегрального уравнения (см. гл. 4). Для этого, во-первых, с особой тщательностью следует определить функции отклика $G(E, V)$ и, во-вторых, найти подходящий метод решения интегрального уравнения.

Функцию отклика $G(E, V)$ можно определить расчетно и экспериментально. Экспериментальное определение $G(E, V)$ имеет в сравнении с расчетным преимущества: в расчетах не удастся учесть многие эффекты, такие, как уход электронов из кристалла, рассеяние γ -квантов на предметах, окружающих кристалл, и т. д. В области энергий γ -квантов ниже 3 Мэв имеется достаточное число радиоактивных источников γ -квантов, испускающих одну или две группы моноэнергетических γ -квантов. В области более высоких энергий экспериментальное определение $G(E, V)$ затруднено, поскольку нет удобных источников моноэнергетического излучения. Здесь часто $G(E, V)$ определяют расчетным путем.

Экспериментальное определение $G(E, V)$ сводится к измерению амплитудных распределений импульсов спектрометра с различными источниками γ -квантов, внесению поправок в измеренные распределения на рассеяние γ -квантов в источнике и окружающих его предметах, на тормозное излучение, образующееся в источнике, и т. д. Полученные амплитудные распределения нормируют с учетом эффективности спектрометра, т. е. требуют, чтобы

$$\int G(E, V) dV = \varepsilon(E), \quad (11.10)$$

где $\varepsilon(E)$ — эффективность сцинтилляционного счетчика, определение которой дано в гл. 7.

Поскольку эффективность и ряд поправок можно рассчитать с достаточной точностью, то для определения функций отклика

не требуются источники с известной активностью, т. е. можно проводить относительные измерения.

Энергетическое разрешение однокристалльных сцинтилляционных спектрометров зависит от качества кристаллов и фотоумножителей и в первом приближении обратно пропорционально $\sqrt{E_\gamma}$ (более подробно этот вопрос уже обсуждался в гл. 7).

Использование неорганических кристаллов, таких, как NaI(Tl) и CsI(Tl), не всегда возможно, если исследуемое γ -излучение сопровождается нейтронами. Нейтроны, поглощаясь в воде (сечение радиационного захвата нейтронов с энергией около 100 *кэв* равно 0,1 *барн*), создают γ -кванты, энергии которых лежат в области до 6 *Мэв*. Кроме того, нейтроны с энергиями выше 0,5 *Мэв* при неупругом рассеянии также образуют γ -кванты, а сечение неупругого рассеяния достигает примерно 1 *барн*, т. е. сравнимо с сечением взаимодействия γ -квантов с атомами. Поэтому неорганические кристаллы практически нельзя использовать для спектрометрии γ -квантов, если последние сопровождаются нейтронами, потоки которых сравнимы с потоками γ -квантов.

Исследование спектров γ -квантов при большом нейтронном фоне можно проводить с помощью сцинтилляционных спектрометров с органическими кристаллами стильбена. В составе кристалла водород и углерод. Они имеют малые сечения радиационного захвата, а неупругое рассеяние нейтронов возможно лишь на углеороде при энергии нейтронов выше 4,4 *Мэв* (энергия первого возбужденного состояния ядра C^{12}). Но нейтроны с большой вероятностью регистрируются в органических кристаллах в результате упругого рассеяния на ядрах водорода. Сечение взаимодействия γ -квантов с атомами и сечение упругого рассеяния нейтронов близки по порядку величин, и поэтому сцинтилляционный счетчик с органическим кристаллом регистрирует нейтроны и γ -кванты примерно с одинаковой эффективностью. Последнее обстоятельство затрудняло использование спектрометров с органическими кристаллами для нейтронной и гамма-спектрометрии.

Брукс и Оуэн предложили способы разделения импульсов от электронов и протонов в органических кристаллах по форме сигналов. Во многих органических сцинтилляторах (в том числе и в стильбене) временное распределение фотонов люминесценции можно представить в виде суммы двух экспонент со значительно отличающимися постоянными τ (см. гл. 7). Отношения интенсивностей медленной и быстрой компонент отличаются при возбуждении кристалла электронами и протонами. Это позволяет разделять импульсы, созданные протонами и электронами. В настоящее время имеется большое количество схем разделений. Идею разделения поясним на схеме Брукса.

На рис. 11.3 показана блок-схема разделения «протонных» и «электронных» импульсов. С анода фотоумножителя снимается импульс напряжения с сопротивления порядка 1 *ком*, а с динода —

с сопротивления порядка 50 ком . Если в кристалле будут созданы равные по интенсивности световые вспышки электроном и протоном, то формы импульсов на диноде будут несколько отличаться по переднему фронту (у электронного импульса фронт будет несколько меньше, поскольку отношение быстрой компоненты к медленной у него больше, чем при возбуждении кристалла протонами), а амплитуды импульсов будут одинаковы. На аноде электронный импульс будет иметь большую величину, чем протонный, так как малая величина RC в анодной цепи приводит

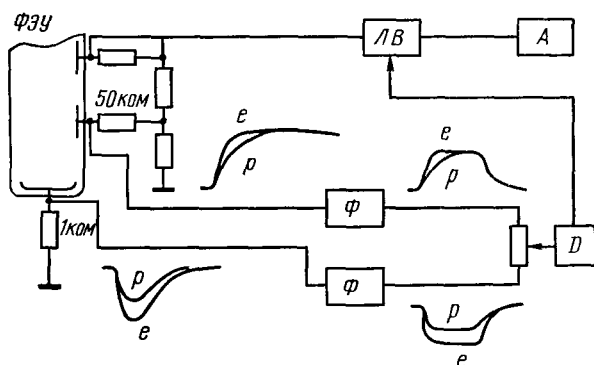


Рис. 11.3. Схема разделения импульсов, созданных электронами и протонами:

ЛВ — линейные ворота; А — анализатор; Д — дискриминатор; ФЭУ — фотоумножитель; Ф — формирователь.

к тому, что максимальное значение амплитуды импульса оказывается пропорциональным интенсивности быстрой компоненты. С динода и анода импульсы поступают на формирователи, после которых они имеют одинаковые длительности, а электронные импульсы с анода и динода — кроме того, и одинаковые амплитуды. Оба сформированных таким образом импульса складываются, и их сумма оказывается в случае регистрации протонов значительно больше, чем при регистрации электронов. Суммарный импульс попадает на дискриминатор. Наличие импульса на выходе дискриминатора означает, что произошла регистрация нейтрона (протон отдачи), а его отсутствие (в идеальном случае) — регистрация γ -кванта (электрон). В спектрометрах импульс на анализатор снимают с какого-либо (например, предпоследнего) динода и направляют на анализатор через так называемые линейные ворота, которые могут пропускать импульс на анализ или при наличии импульса с дискриминатора (совпадения во времени), или при его отсутствии (антисовпадения). Такие схемы разделения позволяют уверенно регистрировать только γ -кванты с энергиями выше $100\text{--}300 \text{ кэв}$ при потоках нейтронов, превышающих потоки γ -квантов даже в $100\text{--}1000$ раз. Возможна и регистрация

только нейтронов с энергиями выше 300—500 кэв при потоках γ -квантов, превышающих потоки нейтронов в сотни и более раз.

Спектрометры с кристаллом стибьбена и схемой разделения в последнее время стали использоваться для исследования спектров γ -квантов, дискретных и особенно непрерывных. Функция отклика в таких спектрометрах представляет собой непрерывное распределение (см. рис. 7.11) с достаточно резкой границей и обусловлено в основном однократным комптоновским рассеянием γ -квантов в кристалле. Изучение спектров γ -квантов с помощью спектрометров с органическими кристаллами также требует обязательного преобразования измеренного амплитудного распределения в энергетические спектры.

11.3.2. Преобразование амплитудных распределений в энергетические спектры

Измеренное амплитудное распределение связано с энергетическим спектром излучения интегральным уравнением (см. гл. 4)

$$N(V) = \int \Phi(E) G(E, V) dE, \quad (11.11)$$

где $N(V)$ — измеренный спектр амплитуд импульсов. Решение интегрального уравнения относительно искомой функции $\Phi(E)$ проводят, как правило, численными методами, поскольку измеренный аппаратный спектр $N(V)$ и энергетический спектр $\Phi(E)$ не удается представить в аналитическом виде. Поэтому интегральное уравнение (11.11) заменяют системой n линейных уравнений:

$$N_i = \sum_{j=1}^n \Phi_j G_{ij}, \quad (11.12)$$

где N_i , Φ_j и G_{ij} — средние значения функций $N(V)$, $\Phi(E)$ и $G(E, V)$ в выбранных интервалах усреднения ΔV и ΔE , $i = 1, 2, 3 \dots n$, $j = 1, 2, 3 \dots n$.

В высшей алгебре показано, что решение системы линейных уравнений (11.12) можно представить в виде

$$\Phi_j = \sum_{i=1}^n N_i G_{ij}^{-1}, \quad (11.13)$$

где G_{ij}^{-1} — элементы так называемой обратной матрицы.

Элементы обратной матрицы G_{ij}^{-1} находят по элементам прямой матрицы G_{ij} . Чтобы вычислить G_{ij}^{-1} , необходимо найти определитель системы линейных уравнений (11.12) и алгебраическое дополнение каждому члену прямой матрицы G_{ij} . При больших n это очень трудоемкая операция и, как правило, выполняется на электронно-вычислительных машинах.

Найденное решение (11.13) оказывается не единственным, поскольку N_i и G_{ij}^{-1} не заданы абсолютно точно. Вариации величин N_i и G_{ij}^{-1} в пределах ошибок, с которыми они определены,

приведет к множеству решений Φ_j , удовлетворяющих (11.12). Может оказаться так, что небольшие изменения в N_i и G_{ij}^{-1} будут приводить к очень большим изменениям в найденных значениях Φ_j . В таких случаях говорят, что система линейных уравнений (11.12) с плохой обусловленностью.

Устойчивость решения Φ_j относительно вариации N_i и G_{ij}^{-1} зависит от вида ядра интегрального уравнения и точности, с которой определены функции N_i и $G(E, V)$. Решение устойчиво (система линейных уравнений хорошо обусловлена), если $G(E, V)$ таково, что G_{ij} представляет собой треугольную матрицу, диагональные члены которой велики в сравнении с остальными членами G_{ij} . Поскольку амплитуды импульсов пропорциональны энергии, поглощенной в сцинтилляторе, то матрицы G_{ij} оказываются треугольными, если интервалы усреднения ΔV и ΔE не выбираются слишком малыми в сравнении с энергетическим разрешением спектрометров. Второе условие хорошей обусловленности системы линейных уравнений выполняется, например, в спектрометрах с кристаллами NaI(Tl) в области энергий γ -квантов ниже 3—4 Мэв. В этом случае функция отклика имеет пик полного поглощения, площадь под которым сравнима (а при низких энергиях больше) с площадью под непрерывным распределением.

В последние годы были разработаны специальные методы решения систем линейных уравнений с плохой обусловленностью. В них используется априорная информация об искомым функциях $\Phi(E)$. Например, в некоторых случаях известно, что энергетический спектр $\Phi(E)$ является гладким. Тогда среди множества решений Φ_j , обусловленных вариациями N_i и G_{ij} (или G_{ij}^{-1}), ищут такие решения, которые обладают наибольшей гладкостью и имеют наименьшее среднеквадратичное отклонение:

$$\sum_i (N_i - \sum_j \Phi_j G_{ij})^2 \leq \delta,$$

где δ — числовой параметр, зависящий от точности, с которой заданы N_i и G_{ij} , и от величины параметра, обуславливающего выбор гладких функций. Последний, например, можно задать в виде $\sum_j (\Phi_j - \Phi_{j+1})^2$.

В некоторых задачах по преобразованию амплитудных распределений в энергетические спектры удается получить достаточно устойчивые решения, используя особенности функции отклика. Остановимся на некоторых из них.

При изучении спектров γ -квантов в области энергий до 2—3 Мэв с помощью однокристалльных спектрометров с кристаллами NaI(Tl), т. е. в тех случаях, когда функция отклика имеет четко выраженный пик полного поглощения, а матрица G_{ij} оказывается треугольной, энергетический спектр можно найти, решая систему линейных уравнений последовательно. Спектр амплитуд импульсов при некотором значении амплитуд V_i в интервале ΔV содержит

кроме импульсов полного поглощения также импульсы комптоновского распределения от γ -квантов более высоких энергий. Если пики полного поглощения представить в виде прямоугольников с основанием ΔV , то число импульсов полного поглощения при $V = V_i$ можно записать в следующем виде:

$$R(V_i) = N(V_i) - \sum_{j=i+1}^n G(E_j, V_i) R(V_j), \quad (11.14)$$

где $G(E_j, V_i)$ — число импульсов в интервале ΔV при $V = V_i$, созданное γ -квантом с энергией E_j при условии, что в пике полного поглощения зарегистрирован один импульс; $R(V_i)$ — число импульсов полного поглощения при $V = V_i$ в интервале ΔV (амплитуда V измеряется в мегаэлектронвольтах и линейно связана с энергией, поглощенной в кристалле); n — число равномерных (в данном случае) интервалов, на которое разделен измеренный спектр амплитуд импульсов $N(V_i)$. Уравнение (11.14) легко решается относительно $R(V_i)$ последовательно, начиная с $i = n$. Можно видеть, что

$$R(V_n) = N(V_n); R(V_{n-1}) = N(V_{n-1}) - G(E_n, V_{n-1}) R(V_n) \dots$$

и т. д. Найденное таким образом распределение $R(V_i)$ является распределением импульсов полного поглощения. Чтобы перейти к энергетическому спектру, достаточно разделить $R(V_i)$ на эффективность спектрометра по фотопику $\epsilon_{\text{ф}}(E_i)$. Заметим, что найденный спектр $\Phi(E_i)$ соответствует спектру γ -квантов с точностью до поправки на энергетическое разрешение спектрометра. Описанный метод преобразования применим и при непрерывных, и при дискретных спектрах γ -квантов.

Сравнительно простым оказывается алгоритм преобразования амплитудных распределений в энергетические спектры при использовании однокристалльных гамма-спектрометров с кристаллом стибьена. Здесь задачу решают в два этапа. Функции $G(E, V)$ можно в первом приближении заменить равновероятным распределением амплитуд импульсов (см. рис. 3.6, где показан спектр электронов отдачи), т. е. считать, что

$$G(E, V) = \begin{cases} \frac{\epsilon(E)}{V(E)} & \text{при } V(E) \leq \frac{2E^2 k}{2E + m_0 c^2}, \\ 0 & \text{при } V(E) > \frac{2E^2 k}{2E + m_0 c^2}, \end{cases} \quad (11.15)$$

где E — энергия γ -кванта; k — коэффициент пропорциональности, eV/MeV ; V — амплитуда импульса; $2E^2 k / (2E + m_0 c^2)$ — граница распределения $G(E, V)$ при энергии γ -квантов E ; $\epsilon(E)$ — эффектив-

ность детектора. Тогда уравнение (11.11) будет иметь вид

$$N(V) = \int_E^{\infty} \frac{\varepsilon(E) \Phi(E)}{2E^2 k} (m_0 c^2 + 2E) dE. \quad (11.16)$$

Дифференцируя выражение (11.16) получаем

$$\frac{dV}{dE} \frac{d}{dV} N(V) = - \frac{\varepsilon(E) (m_0 c^2 + 2E)}{2E^2 k} \Phi(E). \quad (11.16')$$

Амплитуда импульса линейно связана с энергией электронов отдачи $V = kE_e$, поэтому $dV/dE = k dE_e/dE$. Максимальное значение энергии E_e связано с энергией γ -квантов E следующим выражением:

$$E_e = \frac{2E^2}{2E + m_0 c^2}$$

и

$$dE_e/dE = 4E(E + m_0 c^2)/(2E + m_0 c^2)^2.$$

После подстановки dE_e/dE в (11.16') получаем спектр γ -квантов в первом приближении

$$\Phi_1(E) = - \frac{8k^2 E^3}{\varepsilon(E)} \cdot \frac{(m_0 c^2 + E)}{(m_0 c^2 + 2E)^3} \cdot \frac{d}{dV} N(V) \Big|_{V = \frac{2kE^2}{2E + m_0 c^2}}. \quad (11.17)$$

Таким образом, задача преобразования амплитудного распределения в энергетический спектр на первом этапе сводится к дифференцированию измеренного амплитудного распределения. Нахождение производной, заданной в точках эмпирической функции, — задача плохо обусловленная, особенно в точках, где производная мала. Применение метода наименьших квадратов позволяет значительно улучшить получаемые решения. Один из методов дифференцирования эмпирической функции, предложенный Ланцошем, имеет очень простой алгоритм. Суть метода сводится к представлению участка функции $N(V)$ уравнением второго порядка, коэффициенты которого находят методом наименьших квадратов. Алгоритм вычисления производной следующий:

$$\frac{\Delta N}{\Delta V}(V_i) = \frac{2N(V_{i-2}) + N(V_{i-1}) - N(V_{i+1}) - 2N(V_{i+2}))}{10\Delta V},$$

где $N(V_i)/\Delta V$ — среднее значение функции в точке $V = V_i$; ΔV — интервал между величинами V_i . 0

Полученное в первом приближении решение $\Phi_1(E)$ можно считать амплитудным распределением, которое было бы измерено спектрометром с функцией отклика $G_1(E, V) = \frac{d}{dV} G(E, V)$.

Оказывается, что функция отклика $G_1(E, V)$ оказывается весьма простой. На рис. 11.4 показаны функции отклика $G(E, V)$ и их производные, найденные методом наименьших квадратов. Поэтому

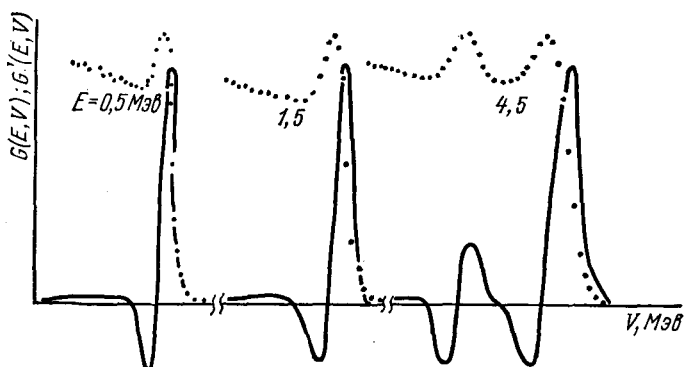


Рис. 11.4. Функции отклика (точки) и их производные для однокристаллического сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стильбена.

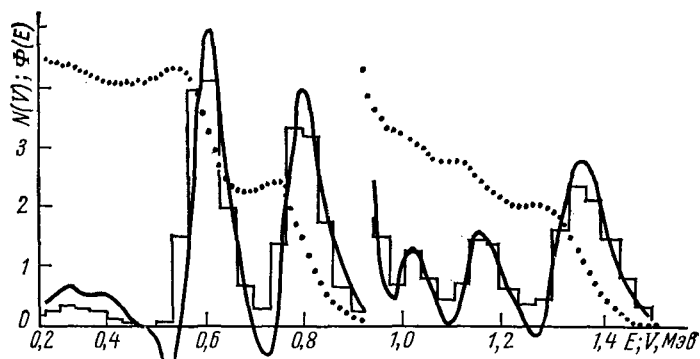


Рис. 11.5. Измеренное амплитудное распределение $N(V)$ (точки), его производная с учетом эффективности $\Phi_1(E)$ (сплошная линия) и спектр $\Phi(E)$ γ -квантов источника Cs^{137} (гистограмма).

система линейных уравнений, полученная из интегрального уравнения с ядром $\frac{d}{dV} G(E, V)$, оказывается хорошо обусловленной, что позволяет найти энергетический спектр с помощью обратной матрицы:

$$\Phi(E_i) = \sum_j \Phi_1(E_j) G_{1ij}^{-1}.$$

На рис. 11.5 показаны $N(V)$, $\Phi_1(E)$ (найденное методом наименьших квадратов) и $\Phi(E)$ (найденное умножением на обратную

матрицу), которые получены при измерении спектров γ -квантов, испускаемых источником Cs^{137} , однокристалльным сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стильбена диаметром 30 и высотой 20 мм.

11.3.3. Многокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры

Как уже отмечалось выше, многокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры используют в основном потому, что в них удастся получить функцию отклика, по своей форме близкой к распределению Гаусса. Правда, эффективность многокристалльных спектрометров оказывается много меньше, чем эффективность однокристалльных. Однако успех многих исследований определяется не столько эффективностью спектрометра, сколько качеством функции отклика.

Комптоновские сцинтилляционные гамма-спектрометры. Блок-схема сцинтилляционного комптоновского спектрометра показана на рис. 11.6. Коллимированный пучок γ -квантов направляется на кристалл (его называют центральным), в котором может происходить комптоновское рассеяние γ -квантов. Импульсы с центрального сцинтилляционного счетчика поступают на анализатор амплитуд импульсов только в том случае, если рассеянный в центральном кристалле γ -квант регистрируется во втором (боковом) кристалле. Такой отбор событий осуществляется с помощью схемы совпадений и линейных ворот, которые пропускают импульс на анализатор, если схема совпадения вырабатывает импульс. Таким образом, на анализ попадают импульсы, образующиеся при рассеянии γ -квантов в центральном кристалле под определенным углом. Амплитуда выбранных таким способом импульсов пропорциональна энергии электронов отдачи (см. гл. 3):

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta_0)} \right]. \quad (11.18)$$

Схема расположения кристаллов и их размеры определяют основные параметры спектрометра — эффективность и энергетическое разрешение. Эффективность спектрометра пропорциональна вероятности рассеяния γ -кванта в центральном кристалле в направлении бокового кристалла. Эта вероятность

$$p_1 = [1 - \exp(-\mu h)] \frac{d\mu_h}{d\Omega} \frac{\Delta\Omega}{\mu},$$

где μ и $d\mu_h/d\Omega$ — полный линейный коэффициент ослабления γ -квантов в кристалле и дифференциальное сечение комптоновского рассеяния; $\Delta\Omega$ — величина телесного угла, определяемого

размерами кристаллов и расстоянием между ними. Для того чтобы произошел акт совпадения, рассеянный γ -квант должен пройти

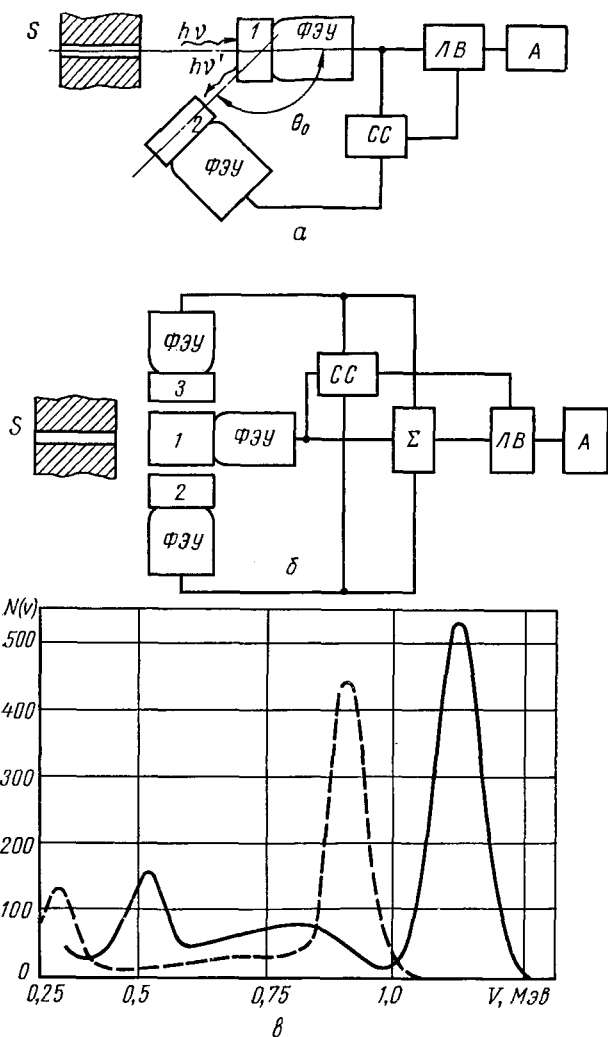


Рис. 11.6. Блок-схема комптоновского спектрометра (а) и спектрометра со сложением импульсов (б); функции отклика комптоновского спектрометра (пунктир) и спектрометра со сложением импульсов (сплошная линия) (в). СС — схема совпадений; Σ — схема сложения амплитуд импульсов. Остальные обозначения те же, что на рис. 11.3.

центральный кристалл без взаимодействия (эта вероятность равна $p_2 = \exp(-\mu' \bar{r})$, где μ' — линейный коэффициент ослабления рассеянных γ -квантов в кристалле; $\bar{r}$ — их средний путь в цент-

ральном кристалле) и зарегистрироваться в боковом (эта вероятность равна $p_3 = [1 - \exp(-\mu' \bar{r}_2)]$, где $\bar{r}_2$ — средний путь γ -кванта в боковом кристалле). Таким образом,

$$\varepsilon = p_1 p_2 p_3. \quad (11.19)$$

Записанное выражение для эффективности комптоновского спектрометра не совсем точно, поскольку вероятности p_2 и p_3 записаны со средними значениями путей рассеянных фотонов в боковом и центральном кристаллах, что справедливо при небольших размерах кристаллов и малых телесных углах $\Delta\Omega$.

Эффективность спектрометра существенным образом зависит от произведения $\frac{d\mu_k}{d\Omega} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\mu}$, которое весьма чувствительно к форме кристалла. Центральный кристалл выгодно выбирать с малым радиусом и большой высотой, а боковой кристалл — в виде кольца. Чем ближе расположены кристаллы (т. е. чем больше $\Delta\Omega$) и чем меньше величина угла Θ_0 , тем больше эффективность, поскольку $d\mu_k/d\Omega$ имеет наибольшие значения при малых значениях Θ_0 . Однако величины $\Delta\Omega$ и Θ_0 существенно влияют и на энергетическое разрешение.

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра зависит не только от свойств центрального сцинтилляционного счетчика, но и от величины углов Θ_0 и $\Delta\Omega$. Действительно, чем меньше выбран угол Θ_0 , тем меньшую энергию будут иметь электроны в центральном кристалле при рассеянии γ -квантов в направлении бокового и тем хуже будет энергетическое разрешение (см. гл. 7). Рост телесного угла $\Delta\Omega$ увеличивает интервал углов вблизи Θ_0 , под которыми рассеянные фотоны могут попадать в боковой кристалл, и, следовательно, также ухудшает энергетическое разрешение. Таким образом, увеличение эффективности спектрометра может ухудшать энергетическое разрешение.

Чтобы найти оптимальное соотношение между эффективностью спектрометра и его энергетическим разрешением, сначала определим оптимальное значение угла Θ_0 . Следовало бы выбрать такое значение угла Θ_0 , при котором $d\Theta/dE$ было бы максимальным (малые изменения энергии при больших изменениях величин Θ). Для этого продифференцируем (11.18) и найдем максимум производной в функции угла Θ . Оказывается, что при заданных значениях E функция $d\Theta/dE_e$ имеет два максимума при $\Theta_0 = 0$ и $\Theta_0 = 180^\circ$. При $\Theta_0 = 0$ энергия электронов отдачи мала и энергетическое разрешение будет плохим. Поэтому наилучшие характеристики спектрометра будут при выборе углов Θ_0 , близких к 180° , что позволит при заданном энергетическом разрешении иметь максимальный телесный угол $\Delta\Omega$. При нахождении «наилучшего» угла Θ_0 не принималась во внимание зависимость $\frac{d\mu_k}{d\Omega}(\Theta_0)$. Это, оказывается, и не очень важно, поскольку эта

функция в области углов $\Theta_0 > \pi/2$ изменяется не очень сильно и не повлияет существенно на выбор Θ_0 .

Величину телесного угла $\Delta\Omega$ имеет смысл выбирать такой, чтобы неопределенность в направлении рассеянного γ -кванта $\Theta_0 \pm \Delta\Theta$ не влияла на величину $\Delta E_e/E_e$, определяемую свойствами сцинтилляционного счетчика.

Относительную величину разброса энергий электронов отдачи δE_e , обусловленную разными углами рассеяния вблизи заданного угла θ_0 в пределах $\pm \Delta\Theta$, можно получить из (11.18) в зависимости от величин углов Θ_0 и $\Delta\Theta$:

$$\delta E_e \approx 2 \sin \Theta_0 \sin \Delta\Theta / (1 - \cos \Theta_0) \left[1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta_0) \right].$$

Если энергетическое разрешение центрального сцинтилляционного счетчика $\Delta E_e/E_e$, то величина δE_e должна быть, по крайней мере, в 2 раза меньше, чем $\Delta E_e/E_e$, чтобы энергетическое разрешение ухудшилось за счет телесного угла $\Delta\Omega$ не более, чем на 10%. Из этих условий можно найти

$$\sin \Delta\Theta \approx \frac{\Delta E_e}{E_e} \cdot \frac{(1 - \cos \Theta_0) \left[1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \Theta_0) \right]}{4 \sin \Theta_0}.$$

Так, при $\Theta_0 = 150^\circ$ и энергии γ -квантов 1 Мэв $\left(\frac{\Delta E_e}{E_e} \approx 0,08 \right)$ величина $\Delta\Theta \approx 20^\circ$, а при энергии γ -квантов 4 Мэв $\left(\frac{\Delta E_e}{E_e} \approx 0,04 \right)$ величина $\Delta\Theta \approx 35^\circ$.

Комптоновский гамма-спектрометр с одним боковым кристаллом при энергетическом разрешении примерно $\Delta E_e/E_e$ имеет эффективность около десятой доли процента. Эффективность его можно увеличить, если использовать несколько боковых кристаллов. Функция отклика комптоновского спектрометра показана на рис. 11.6, в пунктиром.

Существенно большей эффективностью и лучшим энергетическим разрешением обладают комптоновские спектрометры со сложением импульсов. Блок-схема такого спектрометра и расположение кристаллов показаны на рис. 11.6, б. В этом случае на анализатор импульсов направляется сумма импульсов с центрального и одного из боковых кристаллов при условии их совпадения во времени. Амплитуда импульса в центральном сцинтилляционном счетчике пропорциональна $(E - E')$, где E и E' — энергия падающего на кристалл и рассеянного в нем γ -кванта. Если рассеянный γ -квант поглотится в боковом кристалле, то импульс с бокового сцинтилляционного счетчика пропорционален E' . Тогда амплитуда суммарного импульса пропорциональна энергии

γ -кванта E , если коэффициенты пропорциональности, которые связывают амплитуду импульса и энергию, поглощенную в кристалле во всех сцинтилляционных счетчиках, одинаковы. Так что независимо от угла рассеяния γ -кванта в центральном кристалле на анализ будут поступать импульсы с амплитудой, пропорциональной E . Это позволяет располагать боковые кристаллы близко к центральному и за счет увеличения $\Delta\Omega$ достичь больших значений эффективности. Конечно, не каждый рассеянный в центральном кристалле γ -квант будет поглощен в боковом кристалле. Поэтому в амплитудном распределении $G(E, V)$ имеется кроме пика полного поглощения непрерывный континуум, площадь под которым тем меньше, чем больше размеры боковых кристаллов. На рис. 11.6, *в* (сплошная линия) показано амплитудное распределение импульсов для γ -квантов изотопа Zn^{65} , измеренное на спектрометре со сложением импульсов.

Эффективность спектрометра со сложением импульсов при энергии около 1 Мэв достигает нескольких процентов. Энергетическое разрешение спектрометра со сложением импульсов лучше, чем комптоновского. Действительно, энергетическое разрешение будет определяться отношением ширины измеренного распределения суммарных импульсов к энергии γ -квантов:

$$\eta = \frac{\Delta E_{\Sigma}}{E}. \quad (11.20)$$

Ширина распределения суммарных амплитуд импульсов связана с ширинами распределения амплитуд импульсов с центрального и бокового счетчиков:

$$\Delta E_{\Sigma} = \sqrt{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}. \quad (11.21)$$

Учитывая, что $(\Delta E_1)^2 = C_1 E_1 + \delta_1^2 E_1^2$ и $(\Delta E_2)^2 = C_2 E_2 + \delta_2^2 E_2^2$ (см. гл. 7) и что $E_1 + E_2 = E$, и полагая $C_1 = C_2 = C$ и $\delta_1 = \delta_2 = \delta$, получаем из (11.20) и (11.21) следующее соотношение:

$$\eta^2 = \frac{C}{E} + \delta^2 \frac{E_1^2 + E_2^2}{(E_1 + E_2)^2}. \quad (11.22)$$

Из этого выражения видно, что в комптоновском спектрометре со сложением импульсов удастся получить энергетическое разрешение лучше, чем энергетическое разрешение отдельного сцинтилляционного счетчика при энергии E , поскольку множитель при δ^2 меньше 1.

Сцинтилляционные парные гамма-спектрометры. Блок-схема и расположение кристаллов парного спектрометра показаны на рис. 11.7. Коллимированный пучок γ -квантов попадает в центральный кристалл, где в результате эффекта образования пар возникают электрон, позитрон и два фотона с энергией по $0,51\text{ Мэв}$ и углом между направлениями их движения 180° .

С помощью схемы тройных совпадений и линейных ворот с центрального сцинтилляционного счетчика отбираются такие импульсы, которые сопровождаются импульсами с двух боковых счетчиков.

Эффективность парного спектрометра будет определяться вероятностью образования пар в центральном кристалле, вероят-

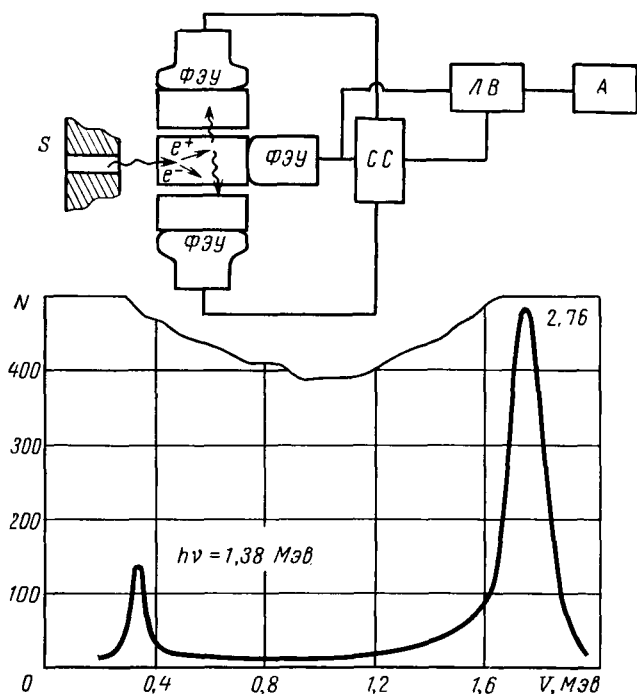


Рис. 11.7. Блок-схема парного сцинтилляционного спектрометра и его функция отклика для γ -квантов источника Na^{24} .

ностью прохождения аннигиляционного излучения через центральный кристалл без взаимодействия и вероятностью регистрации аннигиляционных квантов в боковых кристаллах:

$$\varepsilon = (1 - e^{-\mu h_1}) e^{-\mu' \bar{r}} (1 - e^{-\mu' \bar{h}_2})^2 \frac{\mu_{\pi}}{\mu}, \quad (11.23)$$

где h_1 — высота центрального кристалла; $\bar{r}$ — средний путь аннигиляционных квантов в центральном кристалле; $\bar{h}_2$ — средний путь аннигиляционных квантов в боковых кристаллах; μ' — полный линейный коэффициент ослабления аннигиляционного излучения в кристалле; μ_{π} и μ — линейный коэффициент образования пар и полный линейный коэффициент ослабления γ -квантов данной энергии.

Наилучшие условия работы парного спектрометра достигаются в тех случаях, когда исследуемое излучение хорошо коллимировано и не попадает на боковые кристаллы. При этом фон, обусловленный случайными совпадениями, оказывается невелик. Размеры центрального и боковых кристаллов выбирают, принимая во внимание следующие соображения. Чтобы получить большую эффективность, центральный кристалл выгодно делать достаточно длинным. С одной стороны, это увеличивает эффективность спектрометра, с другой — уменьшает вероятность ухода электронов и позитронов из кристалла. Напомним, что электроны и позитроны, возникающие при эффекте образования пар, имеют направления, близкие к направлению пучка γ -квантов.

Диаметр центрального кристалла для получения наибольшей эффективности необходимо выбирать как можно меньше, поскольку вероятность ухода аннигиляционных квантов из центрального кристалла тем больше, чем меньше его диаметр. Но для спектрометра более важной характеристикой является его светосила, поэтому диаметр кристалла имеет смысл выбирать из условия получения ее максимальной величины. Светосила парного спектрометра пропорциональна диаметру коллиматора, т. е. сечению пучка γ -квантов, попадающих на центральный кристалл, и эффективности спектрометра. С учетом сделанных замечаний для нахождения оптимального диаметра центрального кристалла запишем выражение для светосилы в следующем виде:

$$L = A\pi (r_0 - \Delta)^2 e^{-2\mu' r_0 k},$$

где r_0 — радиус центрального кристалла; $(r_0 - \Delta)$ — радиус коллиматора (радиус пучка γ -квантов); A — постоянная; $2r_0 k$ — средний путь, проходимый в центральном кристалле обоими γ -квантами. Максимальная светосила спектрометра будет при $r_0 = \frac{1}{2\mu' k} + \Delta$, в чем можно убедиться, если найти dL/dr_0 и приравнять ее нулю. Величины $\mu' \approx 0,4 \text{ см}^{-1}$, $k \approx 1,2$ (зависит от геометрии расположения боковых кристаллов, длины центрального кристалла) и $\Delta \approx 0,5 \text{ см}$. Таким образом, оптимальный диаметр центрального кристалла около 30 мм. Однако обычно диаметр центрального кристалла выбирают несколько большего размера (до 40—50 мм) для лучших условий собирания света. Размеры боковых кристаллов парного спектрометра, с одной стороны, выгодно выбирать как можно большими, чтобы увеличить эффективность спектрометра, но, с другой стороны, чем больше размеры боковых кристаллов, тем больше регистрируется в них γ -квантов фона, естественной радиоактивности и космического излучения. Величина μ' для аннигиляционного излучения в кристалле NaI(Tl) равна $0,4 \text{ см}^{-1}$, поэтому высоту бокового кристалла нет смысла делать больше 4—5 см. Диаметр бокового кристалла обычно выбирают равным или несколько большим высоты центрального кристалла.

Эффективность парного спектрометра с центральным кристаллом диаметром 50 и высотой 100 мм и боковыми кристаллами диаметром 100 и высотой 50 мм достигает нескольких процентов при энергии γ -квантов 10 Мэв. В зависимости от энергии γ -квантов эффективность спектрометра ведет себя практически так же, как и сечение образования пар.

Энергетическое разрешение парного спектрометра определяется качеством сцинтилляционного (центрального) счетчика:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E_\gamma} \approx \frac{\sqrt{C} \sqrt{E_\gamma - 2m_0c^2}}{E_\gamma} = \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{E_\gamma}} \sqrt{1 - \frac{2m_0c^2}{E_\gamma}}. \quad (11.24)$$

С помощью парного спектрометра можно разделять достаточно близкие по энергиям γ -кванты, если их энергии немного больше $2m_0c^2$. Действительно, если $\sqrt{C} = 7 \cdot 10^{-2}$, а $E = 1,5$ Мэв, то $\eta = 3,3\%$. В то же время для однокристалльного спектрометра $\eta = 5,7\%$.

В парном сцинтилляционном спектрометре в каналах боковых сцинтилляционных счетчиков обычно ставят одноканальные дифференциальные анализаторы для выбора импульсов, амплитуды которых соответствуют γ -квантам с энергией 0,2—0,6 Мэв. Это позволяет уменьшить фон случайных совпадений, фон, обусловленный многократным рассеянием γ -квантов в трех кристаллах, и наконец, снизить чувствительность парного спектрометра к нейтронам. На рис. 11.7 показано амплитудное распределение импульсов, измеренное с помощью парного спектрометра (фон случайных совпадений вычтен) для источника γ -квантов Na^{24} (γ -кванты с энергиями 1,38 и 2,76 Мэв). Видно, что имеется непрерывное распределение импульсов, площадь которого составляет от полной около 10%. Это непрерывное распределение обусловлено в основном тем, что пробеги электронов и позитронов не всегда укладываются в центральном кристалле. Утечки электронов и позитронов происходят главным образом через ближний к фотоумножителю торец кристалла.

Сцинтилляционные гамма-спектрометры с защитой антисовпадениями. Такие гамма-спектрометры являются наиболее современными и эффективными сцинтилляционными спектрометрами. Блок-схема такого спектрометра и расположение кристаллов показаны на рис. 11.8. Коллимированный пучок γ -квантов попадает в центральный кристалл, импульс с которого направляются на амплитудный анализатор при условии отсутствия импульсов с боковых кристаллов. Если бы боковые кристаллы регистрировали все рассеянные γ -кванты, выходящие из центрального кристалла, то аппаратная форма линии такого спектрометра представляла бы собой пик полного поглощения. Как видно из рисунка, добиться 100%-ной вероятности регистрации рассеянных γ -квантов практически невозможно. Но боковые кристаллы значительно снижают непрерывное комптоновское распределе-

ние. На рис. 11.8 показаны аппаратные формы линий спектрометра с включенным управлением антисовпадений и без него. Эффективность спектрометра определяется эффективным фото-вкладом, а энергетическое разрешение — качеством центрального сцинтилляционного счетчика. Один из таких спектрометров с очень хорошими параметрами описан ниже. Центральный кристалл спектрометра диаметром 60 и длиной 150 мм располагается в цилиндрическом отверстии большого кристалла диаметром 200

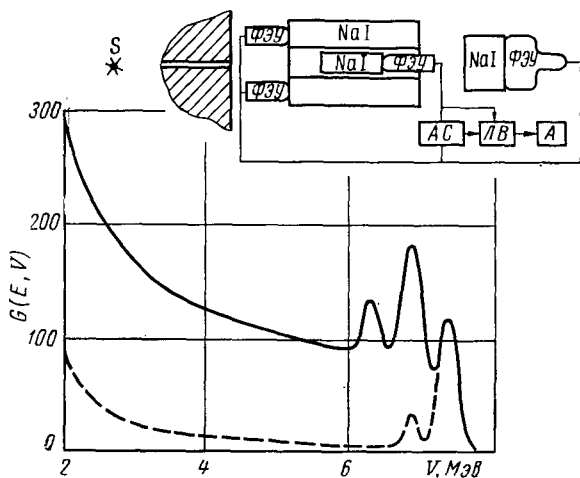


Рис. 11.8. Блок-схема сцинтилляционного гамма-спектрометра с защитой антисовпадений и спектр амплитуд импульсов γ -квантов с энергией 7,38 Мэв без антисовпадений и с антисовпадениями (пунктир).

АС — схема антисовпадений. Остальные обозначения см. на рис. 11.3.

и длиной 300 мм. На небольшом расстоянии от центрального кристалла расположен третий кристалл диаметром 125 и толщиной 100 мм. Третий кристалл также включен на антисовпадения с центральным кристаллом. Этот кристалл необходим для регистрации γ -квантов, рассеянных на малые углы в центральном кристалле, и для регистрации тормозного излучения, рождаемого электронами и позитронами в центральном кристалле. Для описанного спектрометра энергетическое разрешение составляло 8,3% при энергии γ -квантов 0,66 Мэв. Эффективность спектрометра изменяется от 100% при энергии γ -квантов в несколько сот килоэлектронвольт до 4% при энергии γ -квантов 10 Мэв. В спектрометрах с защитой антисовпадениями размеры боковых кристаллов не могут быть очень большими, поскольку загрузка фоновыми импульсами растет пропорционально объему кристаллов.

§ 11.4. МАГНИТНЫЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ

Методы измерения энергии заряженных частиц с помощью магнитных спектрометров были рассмотрены в гл. 10. По сути дела любой γ -спектрометр можно использовать для измерения энергии γ -квантов по электронам отдачи, если в месте расположения β -источника поместить радиатор и направить на него пучок γ -квантов. В результате взаимодействия фотонов с электронами из радиатора будут вылетать электроны, энергия которых связана с энергией γ -квантов. Исследуя спектр таких электронов, можно определить спектр γ -квантов. При таких измерениях возникает целый ряд требований к формированию пучка γ -квантов, толщине радиатора и его составу, защите спектрометра и т. д. Эти требования в конечном счете и определяют светосилу и энергетическое разрешение магнитного гамма-спектрометра. Известно много различных магнитных спектрометров, которые можно разделить на три большие группы: 1) фотоспектрометры; 2) комптоновские и 3) парные спектрометры. Наилучшими свойствами обладают комптоновские спектрометры. В этом параграфе на примере простейшего комптоновского магнитного спектрометра будут сделаны оценки светосилы и энергетического разрешения таких приборов.

Комптоновские магнитные спектрометры. Оценим основные параметры комптоновского магнитного спектрометра с однородным магнитным полем. Схема такого прибора показана на рис. 11.9. Коллимированный пучок γ -квантов попадает на радиатор, тонкую пластинку полистирола (или другого какого-либо органического соединения). В комптоновском спектрометре используют органические радиаторы, чтобы свести к минимуму вероятность появления из радиатора фотоэлектронов и электронов в результате рождения пар. С помощью диафрагмы выделяют электроны отдачи из радиатора, вылетающие относительно направления движения γ -квантов в пределах углов $\pm \alpha_0$, и их энергетический состав анализируют с помощью магнитного спектрометра.

Ранее, в гл. 10, было показано, что энергетическое разрешение спектрометра с полукруговой фокусировкой однородным магнитным полем равно α_0^2 [см. (10.23)], при $x_0 \approx x_{\text{ш}} \approx \rho \alpha_0^2 \approx \rho \beta_0^2$. В случае анализа γ -излучения по комптон-электронам энергетическое разрешение будет хуже по следующим причинам: энергия комптоновских электронов зависит от угла их вылета; пучок γ -квантов, падающий на радиатор, не является параллельным; дисперсия в энергии электронов, связанная с рассеянием γ -квантов на движущихся электронах. Остановимся подробно на оценке влияния этих эффектов на энергетическое разрешение спектрометра.

Энергия комптоновских электронов зависит от угла их вылета относительно направления движения γ -кванта. Обозначим этот угол α . Тогда связь между энергией электрона E_e , углом α и энер-

гией γ -кванта $\gamma = E/m_0c^2$ будет иметь вид (см. § 3.3)

$$E_e = \frac{2m_0c^2\gamma^2}{(1+2\gamma) + (1+\gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (11.25)$$

В связи с этим ширина изображения в случае точечного радиатора значительно больше величины $\rho\alpha_0^2$, которая получена для моно-

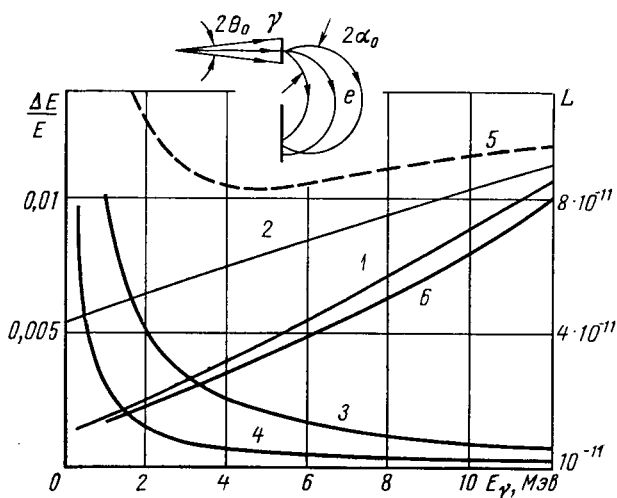


Рис. 11.9. Схема магнитного комптоновского гамма-спектрометра с полукруговой фокусировкой и зависимость энергетического разрешения и светосилы от энергии γ -квантов:

1 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная величиной апертуры $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ с учетом зависимости энергии комптон-электронов от угла вылета; 2 — энергетическое разрешение с учетом ширины и длины источника, ширины щели, непараллельности пучка γ -квантов и зависимости энергии комптон-электронов от угла их вылета; 3 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная толщиной радиатора; 4 — составляющая энергетического разрешения, обусловленная движением электронов в атоме; 5 — энергетическое разрешение с учетом всех эффектов; 6 — светосила спектрометра (правая шкала).

энергетических электронов [см. (10.14)]. Действительно, как и в магнитных β -спектрометрах, электроны, вылетевшие из радиатора под углом $\alpha = 0$, пересекут ось x в точке $2\rho_0$, где ρ_0 — радиус кривизны для электронов с энергией, определяемой (11.25) при $\alpha = 0$. Электроны, вылетевшие из радиатора под углами α , будут двигаться по траекториям с меньшим радиусом кривизны ρ , поскольку энергия электронов под большими углами α будет меньше. Электроны, вылетающие из радиатора под углом α , пересекут ось x в точке $2\rho(\alpha) \cos \alpha$. Таким образом, ширина изображения у основания для точечного источника, испускающего

КОМПТОНОВСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ:

$$\Delta x_0 = 2\rho_0 - 2\rho(\alpha_0) \cos \alpha_0 = 2\rho_0 \left[1 - \frac{\rho(\alpha_0)}{\rho_0} \cos \alpha_0 \right]. \quad (11.26)$$

Если считать, что ρ линейно связано с энергией электронов [см. (10.6)], то легко получить из (11.25) следующее отношение:

$$\frac{\rho(\alpha)}{\rho_0} = \frac{1 + 2\gamma}{(1 + 2\gamma) + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (11.27)$$

Поскольку углы α в спектрометрах обычно малы, то $\frac{(1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}{1 + 2\gamma} \ll$

$\ll 1$. Поэтому в таком приближении $\rho(\alpha)/\rho_0 = 1 - \frac{(1 + \gamma)^2 \alpha^2}{(1 + 2\gamma)}$.

Подставим полученное отношение в (11.26) и после несложных преобразований найдем следующее выражение:

$$\Delta x_0 = \rho_0 \alpha_0^2 \left[1 + 2 \frac{(1 + \gamma)^2}{1 + 2\gamma} \right]. \quad (11.28)$$

Ширина изображения в виде (11.28) состоит из двух членов. Первый, не зависящий от энергии исследуемого излучения, имеет ту же величину, что и в случае магнитного β -спектрометра, а второй зависит от энергии и тем больше, чем выше энергия γ -квантов. Можно показать, что в случае радиатора в виде нити, расположенного на оси z , ширина изображения (при $\alpha = 0$) x'_0 будет описываться выражением (11.28), если в нем заменить угол α_0 на угол β_0 . Таким образом, ширина изображения у основания для источника комптоновских электронов будет зависеть от энергии γ -квантов и составит $\Delta x_0(\gamma, \alpha_0) + x'_0(\gamma, \beta_0) + x_0 + x_{\text{щ}}$, где x_0 — по-прежнему ширина источника вдоль оси x ; $x_{\text{щ}}$ — ширина щели перед детектором, а размер радиатора вдоль оси z определяется, как и ранее: $2z_0 = 2\pi r \beta_0$ (см. гл. 10).

Пучок γ -квантов, падающий на радиатор, в реальных случаях не бывает строго параллельным. Отклонение γ -квантов от нормали к радиатору также приводит к ухудшению энергетического разрешения спектрометра. Если предположить, что апертура спектрометра α_0 сколь угодно мала, то энергетическое разрешение спектрометра будет определяться углами, под которыми γ -кванты попадают на радиатор. Пусть в спектрометре анализируются электроны, вылетающие нормально к радиатору, тогда энергия комптон-электронов будет определяться соотношением (11.25) при условии, что α — это угол между направлением движения γ -кванта и нормалью к радиатору. Если считать, что γ -кванты падают на радиатор в пределах углов $\pm \Theta_0$, отсчитываемых от нормали, а апертура диафрагмы $\alpha_0 = 0$, то в спектрометр при данной энергии γ -квантов попадут электроны, минимальная энергия которых

будет определяться равенством (11.25) при подстановке $\alpha = \Theta_0$. Такие электроны пересекут ось x в точке $2\rho (\Theta_0) \cos \Theta_0$, и ширина изображения точечного источника в таком случае определится соотношением (11.28) при подстановке $\alpha_0 = \Theta_0$. Обозначим ширину изображения по основанию, обусловленную непараллельностью пучка γ -квантов x_0' при $\alpha_0 = \beta_0 = 0$.

Итак, влияние углов α_0 , β_0 и Θ_0 на ширину изображения одинаково зависит от энергии. Зависимость $\Delta x_0(\gamma)/\rho$ при заданном значении $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ показана на рис. 10.9 (кривая 1).

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра, обусловленное геометрией прибора (углы α_0 , β_0 , Θ_0 , $x_{\text{ш}}$ и x_0), можно записать в первом приближении по аналогии с магнитным β -спектрометром в виде

$$\eta = \frac{1}{2\rho_0} \cdot \frac{\Delta x_0(\gamma) + x_0'(\gamma) + x_0''(\gamma) + x_0 + x_{\text{ш}}}{2}. \quad (11.29)$$

Потребуем, чтобы каждое из слагаемых суммы в числителе (11.29) было одинаково при максимальной энергии измеряемого спектра γ -квантов. Пусть эта энергия $\gamma_{\text{макс}} = 20$ (10 Мэв). Это требование можно записать так: $x_0 = x_{\text{ш}} = \rho_0 \alpha_0^2 \left[1 + \frac{2(1 + \gamma_{\text{макс}})^2}{1 + 2\gamma_{\text{макс}}} \right]$. Тогда (11.29) с учетом этого требования будет выглядеть следующим образом:

$$\eta = \frac{\alpha_0^2}{2} \left\{ \left[1 + \frac{2(1 + \gamma_{\text{макс}})^2}{1 + 2\gamma_{\text{макс}}} \right] + \frac{3}{2} \left[1 + \frac{2(1 + \gamma)^2}{1 + 2\gamma} \right] \right\}. \quad (11.30)$$

Зависимость $\eta(\gamma)$, вычисленная по (11.30) для $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$, показана на рис. 10.9 (кривая 2) *.

Энергетическое разрешение будет зависеть и от толщины радиатора. Действительно, электроны могут быть образованы γ -квантами на различных расстояниях от поверхности радиатора, и поэтому электроны, проходя различные пути в конверторе, теряют различную энергию. Потери энергии электронами на единице пути в области энергий 1—10 Мэв практически не зависят от энергии электронов (см. гл. 3) и составляют около 1 Мэв·г·см⁻¹. Следовательно, относительный разброс в энергиях электронов

$$\frac{\Delta E_e}{E} \approx \frac{t}{E}, \quad (11.31)$$

* Напомним, что вычисление энергетического разрешения по (11.29) справедливо лишь в первом приближении. Для более точного расчета следовало бы вычислить дисперсии распределений Δx_0 , x_0' и т. д. Если же предположить, что дисперсии соответствующих распределений примерно $\frac{1}{12} (\Delta x_0)^2$ и т. д., то результат будет отличаться при $\gamma = \gamma_{\text{макс}}$ в 1,5 раза.

где t — толщина конвертора, $г/см^2$. Относительные флуктуации энергии электронов, обусловленные потерями энергии в радиаторе, растут с уменьшением энергии. При хороших энергетических разрешениях радиатор должен быть очень тонким. Чтобы энергетическое разрешение было не хуже 1% в области энергий выше 1 $Мэв$, толщина радиатора не должна превышать 0,01 $г/см^2$. Величина $\Delta E_e/E$ показана на рис. 11.9 для $t = 0,01$ $г/см^2$ (кривая 3).

Рассмотренные эффекты, влияющие на энергетическое разрешение магнитного комптоновского спектрометра, могут быть очень малыми, если выбрать соответствующие величины α_0 , толщины радиатора, расстояние от источника γ -квантов до радиатора. Однако энергетическое разрешение комптоновского спектрометра не может быть лучше, чем собственная ширина распределения комптоновских электронов отдачи. Комптоновское рассеяние происходит на движущихся в атомах электронах, и это приводит к неоднозначной величине энергии электрона отдачи, вылетающего под заданным углом. На первый взгляд кажется, что такой эффект должен быть очень малым, поскольку энергия электронов в атоме невелика. Например, средняя кинетическая энергия k -электрона в атоме водорода 13,5 эв, а средняя кинетическая энергия k -электрона в атоме азота 400 эв. Однако в процессе рассеяния имеет значение средняя скорость электрона, а при энергии 400 эв его скорость $\beta = v/c = 0,039$. Сравнительно легко оценить наибольший разброс электронов отдачи. Для этого нужно вычислить (из законов сохранения энергии и импульса) максимальную и минимальную энергию электрона отдачи при лобовом соударении с γ -квантом. Максимальная энергия электрона отдачи будет при движении электрона со скоростью β в направлении движения γ -кванта, а минимальная — при движении со скоростью β навстречу. Если $\beta \ll 1$, то разность максимальной и минимальной энергий электронов

$$\Delta E = \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \beta m_0 c^2, \quad (11.32)$$

где $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ — энергия γ -кванта. Из этого выражения следует, что величина ΔE превышает первоначальную энергию атомного электрона $\frac{m_0 c^2}{2} \beta^2$ в $2/\beta$ раз (!), если энергия γ -кванта больше 1 $Мэв$.

Величина ΔE при $\gamma > 2$ практически не зависит от энергии γ -квантов. Величина ΔE будет тем больше, чем больше Z атомов конвертора. Скорости k -электронов в первом приближении пропорциональны Z . Поэтому для комптоновских спектрометров выгодно выбирать радиаторы с малым Z . Так, если при рассеянии на k -электронах атома азота $\Delta E \approx 20$ кэв, то при рассеянии на k -электронах атомов алюминия $\Delta E \approx 40$ кэв. Найденные величины ΔE

оказываются значительными. В спектрометрии представляет интерес не максимальный разброс ΔE , а ширина распределения на половине высоты.

Чтобы получить распределение электронов отдачи по энергиям, необходимо учесть всевозможные первоначальные направления движения электронов относительно направления движения γ -квантов, а также учесть распределение электронов по скоростям в атоме. Все это приводит к тому, что ширина распределения электронов по энергиям на половине высоты ΔE оказывается значительно меньше максимальной величины ΔE_0 . Например, расчеты показывают, что величина ΔE для конвертора из полистирола в области энергий γ -квантов выше 1 Мэв составляет примерно 3 кэв. На рис. 11.9 показано отношение $\Delta E/E$ для конвертора из полистирола (кривая 4).

Приведенные на рис. 11.9 кривые 2, 3, 4 и определяют энергетическое разрешение комптоновского спектрометра. Пунктирная кривая на этом же рисунке есть сумма вкладов в энергетическое разрешение, обусловленных различными факторами.

Оценим теперь светосилу рассматриваемого спектрометра. В заданном угле Θ_0 от точечного изотропного источника γ -квантов активностью q на радиатор попадет $q\Theta_0^2/4$ квантов в 1 сек. Вероятность комптоновского рассеяния в пределах углов $0 - \alpha_0$ в радиаторе толщиной t и площадью s будет равна

$$2\pi \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} Nts \sin \alpha d\alpha,$$

где N — число электронов в 1 см³ радиатора; $d\sigma_e/d\Omega$ — сечение образования электрона с углом вылета α . Считая, что эффективность регистрации электронов счетчиком составляет 100%, и пренебрегая рассеянием электронов в вакуумной камере, получаем

$$L = g \frac{\Theta_0^2}{4} 2\pi Nt \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \sin \alpha d\alpha, \quad (11.33)$$

где g — отношение числа электронов, регистрируемых в максимуме распределения, к полному числу электронов в распределении при данной энергии γ -квантов [см. (10.21)]. При малых углах α_0 можно считать $d\sigma_e/d\Omega$ постоянным и равным $d\sigma_e/d\Omega \approx 7,96 \cdot 10^{-26} \cdot 4 (1 + 2\gamma + 2\gamma^2)(1 + \gamma)^2/(1 + 2\gamma)^3$, тогда

$$L = g \frac{\Theta_0^2}{4} \pi \alpha_0^2 7,96 \cdot 10^{-26} \cdot 4 \frac{(1 + 2\gamma + 2\gamma^2)(1 + \gamma)^2}{(1 + 2\gamma)^3} Nt. \quad (11.34)$$

На рис. 11.9 показана величина светосилы (кривая 6) в функции энергии, рассчитанная по (11.34) для $\Theta_0 = \alpha_0 = 0,02$; $g = 0,1$; $t = 0,01$ г/см²; $N = 3 \cdot 10^{23}$. Светосила комптоновского

спектрометра практически линейно растет с энергией γ -кванта и для рассматриваемого случая при $E = 10 \text{ Мэв}$ достигает примерно $6 \cdot 10^{-11}$. В связи с низкой чувствительностью магнитные спектрометры необходимо тщательно защищать и предпринимать меры, чтобы пучок γ -квантов по возможности мало рассеивался на своем пути. Количество импульсов фона, которые можно определить, убрав конвертор, значительно уменьшается, если электроны отдачи регистрируют с помощью двух детекторов, включенных в схему совпадения. Конструкция одного из современных комптоновских магнитных спектрометров,

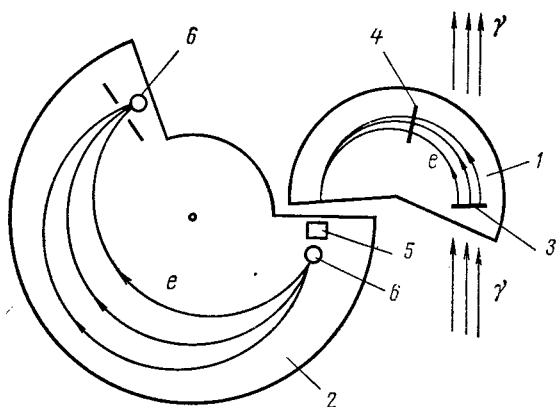


Рис. 11.10. Схема магнитного комптоновского гамма-спектрометра с фокусировкой на угол $\pi/\sqrt{2}$.

построенного в Советском Союзе Л. В. Грошевым с сотрудниками, изображена на рис. 11.10. Этот спектрометр имеет энергетическое разрешение около 0,3% для γ -квантов с энергией выше 2,5 Мэв и светосилу около 10^{-12} . Спектрометр состоит из двух магнитов: магнита сепаратора 1 и магнита анализатора 2. Комптон-электроны, выбитые из конвертора 3, собираются аксиально симметричным полем на горизонтальную щель 4, а затем на вертикальную щель 5, за которой расположен счетчик Гейгера — Мюллера (6) с очень тонкими (около 5 мкм) входным и выходным окошками. Затем в магнитном поле анализатора происходит фокусировка на угол $\pi/\sqrt{2}$, и электроны попадают на счетчик 6, включенный в схему совпадений с первым. Радиусы равновесных орбит в сепараторе 150 мм, а в анализаторе 600 мм. При изучении спектров γ -квантов измеряется число совпадений счетчиков в функции одновременно изменяющихся величин магнитного поля анализатора и сепаратора. Зависимость энергетического разрешения и светосилы от энергии γ -квантов показана на рис. 11.16, где эти величины сопоставляются с данными для других спектрометров.

Парный магнитный спектрометр. Принципиальная схема парного магнитного спектрометра показана на рис. 11.11. Коллимированный пучок γ -квантов попадает на радиатор с большим атомным номером (часто используют золото), где сечение образования электрон-позитронных пар велико. Радиатор помещен в однородное магнитное поле. Электрон и позитрон, возникающие в результате эффекта образования пар, в магнитном поле отклоняются в противоположных направлениях и регистрируются счетчиками. Для анализа по энергиям используют обычно полукруговую фокусировку, т. е. счетчики расположены в одной плоскости с радиатором. При эффекте образования пар энергии электронов и позитронов распределены практически равновероятно. Это значит, что γ -квант с энергией E_γ может образовать электроны (и позитроны) с одинаковой вероятностью в пределах от 0 до $E_\gamma - 2m_0c^2$. Поэтому для отбора актов регистрации γ -квантов с определенной энергией счетчики включают в схему совпадений. Действительно, если расстояние между счетчиками d и γ -квант образовал пару в центре расстояния между счетчиками, то в этом случае будет зарегистрировано только такое событие, при котором E_+ (энергия позитрона) = E_- (энергия электрона) и углы вылета электрона и позитрона относительно нормали к радиатору малы и одинаковы. Чтобы получить хорошее энергетическое разрешение, необходимо, во-первых, размещать перед счетчиками малые в сравнении с d щели $x_{щ}$ и, во-вторых, отбирать только те компоненты пар, которые покидают радиатор под малыми углами к его нормали. Поскольку электроны и позитроны имеют непрерывное распределение по энергиям и углам (хотя и в преде-

лах углов $\frac{m_0c^2}{E_-}$), это приводит к очень низкой светосиле спектрометра.

Однако, если радиатор сделать достаточно протяженным в направлении прямой, проходящей через оба счетчика, то при достаточно больших энергиях γ -квантов счетчики будут регистрировать события независимо от места образования пары электрон — позитрон в радиаторе. Это существенно увеличит светосилу, не изменяя энергетического разрешения спектрометра. Действительно, если энергии электронов и позитронов значительно больше m_0c^2 , то можно считать, что радиусы кривизны их траекторий

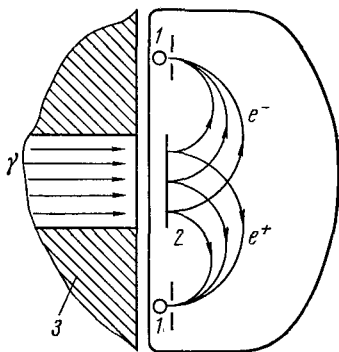


Рис. 11.11. Схема парного магнитного гамма-спектрометра: 1 — счетчики; 2 — радиатор; 3 — коллиматор.

линейно связаны с энергией [см. выражение (10.6)], т. е. $E_{+,-} = 300 H\rho$. Учитывая это обстоятельство, можно записать:

$$E_{\gamma} = E_{+} + E_{-} + 2m_0c^2 \approx 300H(\rho_1 + \rho_2) + 2m_0c^2, \quad (11.35)$$

где ρ_1 и ρ_2 — радиусы кривизны траекторий электрона и позитрона. В этом приближении $(\rho_1 + \rho_2)$ будет постоянной величиной и, следовательно, электрон и позитрон смогут попадать в счетчики независимо от места их образования в радиаторе. Заметим, что постоянство суммы $(\rho_1 + \rho_2)$ будет выполняться с тем большей точностью, чем выше энергия γ -квантов и, следовательно, больше энергии электронов и позитронов. Это означает, что при малых энергиях γ -квантов одновременные срабатывания счетчиков при заданном значении магнитного поля будут вызываться парами, которые возникают лишь в некотором участке конвертора, и чувствительность прибора оказывается малой. С ростом энергии чувствительность резко возрастает, поскольку расширяется область радиатора, из которой электрон и позитрон могут попадать в счетчики.

Этот эффект оказывается очень значительным. Так, в интервале энергий γ -квантов 3—11 Мэв чувствительность изменяется в 100 раз, а сечение образования пар — всего в 4 раза.

Последнее обстоятельство позволяет конструировать магнитные парные спектрометры, характеристики которых оказываются близки к характеристикам комптоновских для γ -квантов с энергиями выше 10 Мэв. Энергетическое разрешение и светосила одного из магнитных парных спектрометров в функции энергии γ -квантов показаны на рис. 11.16.

§ 11.5. КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННЫЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ

11.5.1. Спектрометр с плоским кристаллом

При прохождении пучка γ -квантов через кристаллическую пластинку этот пучок при известных условиях дифрагирует, и поскольку условия дифракции зависят и от длины волны γ -излучения, то это позволяет определять энергетический состав γ -квантов. Рассмотрим дифракцию γ -квантов на плоском кристалле. Пусть на плоскопараллельную пластинку, вырезанную из монокристалла, падает практически параллельный пучок монохроматических γ -квантов. Пусть кристаллографические плоскости перпендикулярны к поверхности кристалла (рис. 11.12), а пучок γ -квантов составляет угол Θ_0 с направлением этих плоскостей. Пучок γ -квантов будет ослабляться в пластинке в результате фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния. За пластинкой помимо ослабленного первичного пучка будут γ -кванты с разной энергией, движущиеся в различных направлениях. При выполнении условия Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \Theta_0, \quad (11.36)$$

(здесь λ — длина волны падающих на пластинку γ -квантов; d — расстояние между плоскостями кристаллической решетки; n — порядок отражения) за пластинкой появится отраженный пучок, максимум интенсивности которого будет под углом Θ_0 к направлению кристаллографических плоскостей. Угловое распределение интенсивности излучения за пластинкой при соблюдении условия (11.36) показано на рис. 11.12. Максимум справа образован прошедшим через пластинку первичным излучением, и его ширина определяется угловой расходимостью падающего пучка $\Delta\Theta$. Левый максимум образован отраженным пучком. Этот максимум характеризуется величиной максимального

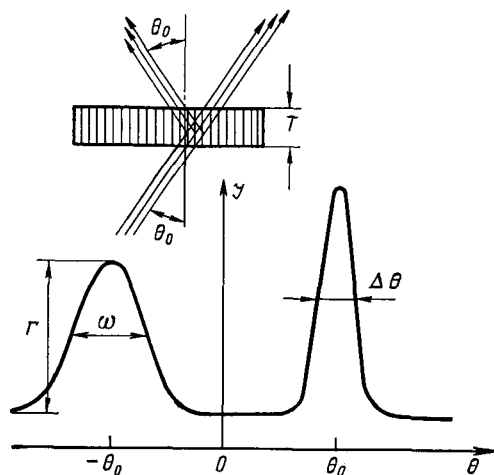


Рис. 11.12. Угловое распределение интенсивности γ -квантов после прохождения через кристалл.

коэффициента отражения Γ (отношение максимальной интенсивности отраженного излучения к интенсивности падающего на кристалл излучения) и шириной на полувысоте ω . Площадь под дифракционным максимумом R называют *интегральным коэффициентом отражения*. В первом приближении $R \approx \omega\Gamma$. В распределении, представленном на рис. 11.12, помимо двух максимумов имеется непрерывное распределение, обусловленное некогерентным рассеянием γ -квантов.

Для успешного анализа γ -излучения по положению и интенсивности дифракционных максимумов необходимо, чтобы угол брэгговского отклонения Θ_0 был больше ширины дифракционного максимума ω , а угловая расходимость падающего пучка $\Delta\Theta$ меньше ω .

Остановимся на некоторых выводах теории дифракции γ -излучения на кристаллической решетке. Амплитуда волны, отраженной при прохождении тонкого слоя кристалла t , пропорциональна длине волны излучения, толщине кристалла и обратно пропорциональна косинусу брэгговского угла, т. е. $C\lambda t/\cos \Theta_0$ *. Поэтому в случае тонкого кристалла, когда эффектом многократного отражения от кристаллографических плоскостей можно

* C — коэффициент пропорциональности, численное значение которого дано ниже.

пренебречь, максимальный коэффициент отражения равен квадрату амплитуды волн отраженного излучения, т. е.

$$\Gamma = c^2 \frac{\lambda^2 t_0^2}{\cos^2 \Theta_0}, \quad (11.37)$$

где t_0 — толщина кристалла, малая в сравнении с характерной толщиной $t_e = \frac{\cos \Theta_0}{C\lambda}$, на которой ослабление первичного пучка за счет только отражения происходит в 2,7 раза.

В случае толстого кристалла, т. е. при $t_e \ll t_0$, пучок γ -квантов будет многократно отражаться на плоскостях кристалла и интенсивности падающего и отраженного пучков будут равны, если пренебречь потерями энергии за счет фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния. В этом случае $\Gamma = 1/2$.

Разрешающая способность в случае дифракции на кристалле обратно пропорциональна числу участвующих в отражении плоскостей n , т. е.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{n}. \quad (11.38)$$

Отношение $\Delta\lambda/\lambda$ связано с шириной дифракционного максимума. Из (11.36) следует, что $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\Theta/\operatorname{tg} \Theta_0$. Будем считать, что $\omega \approx \Delta\Theta$, и тогда

$$\omega \approx \Delta\Theta = \frac{\operatorname{tg} \Theta_0}{n}. \quad (11.39)$$

В случае тонкого кристалла ($t_e \gg t_0$) число участвующих в отражении плоскостей равно $n = t_0 \operatorname{tg} \Theta_0/d$. Для толстого кристалла разрешающая способность будет определяться числом плоскостей, участвующих в процессе первичного отражения. Процесс первичного отражения происходит на глубине t_e , поэтому $n \approx t_e \operatorname{tg} \Theta_0/d$.

Итак, в случае толстого кристалла (или больших длин волн) интегральный коэффициент отражения и ширина дифракционного максимума оказываются пропорциональными длине волны излучения:

$$\left. \begin{aligned} \omega &\approx \frac{\operatorname{tg} \Theta}{n} = \frac{d}{t_e} = \frac{C\lambda d}{\cos \Theta_0}; \\ R &\approx \omega \Gamma = \frac{1}{2} \omega. \end{aligned} \right\} \quad (11.40)$$

Если кристалл тонкий (малые длины волн), то ширина дифракционного максимума не зависит от длины волны, а интегральный коэффициент отражения прямо пропорционален квадрату длины

волны излучения:

$$\left. \begin{aligned} \omega &\approx \frac{\operatorname{tg} \Theta_0}{n} = \frac{d}{t_0}; \\ R &\approx \omega \Gamma = \frac{dC^2 \lambda^2 t_0}{\cos^2 \Theta_0}. \end{aligned} \right\} \quad (11.41)$$

Приведенные здесь результаты справедливы для идеального кристалла, т. е. для такого кристалла, в котором кристаллическая решетка построена из одинаковых и одинаково расположенных элементарных ячеек. Реальные кристаллы состоят из более или менее крупных идеальных блоков, которые несколько повернуты относительно друг друга. Такие кристаллы называют мозаичными. Реальный мозаичный кристалл обычно характеризуют средним размером блока t_s и величиной ω_M — среднеквадратичным отклонением направлений плоскостей отдельных блоков от среднего. Тогда при больших длинах волн таких, что $t_e < t_s$ и при условии $\omega > \omega_M$ ширина дифракционного максимума и интегральный коэффициент отражения можно записать в виде (11.40). Другими словами, мозаичный кристалл ведет себя как идеальный при достаточно больших длинах волн. Но, как видно из (11.40), с увеличением энергии квантов уменьшается ω и в конце концов становится меньше ω_M . Это происходит при $\lambda > \omega_M \cos \Theta_0 / Cd$. Тогда ширина дифракционного максимума будет определяться угловым распределением блоков в кристалле и не будет зависеть от длины волны фотонов. При коротких длинах волн, т. е. при $t_s \ll t_e$ в реальном мозаичном кристалле интегральный коэффициент отражения будет совпадать с аналогичным для идеального тонкого кристалла (11.41), поскольку условия когерентного отражения выполняются лишь в пределах отдельного блока. Приблизительное граничное значение длины волны для этой области можно получить, если приравнять интегральный коэффициент отражения, определенный по (11.41), величине $\omega_M/2$. При таком выборе нормировки условия $t_s \ll t_e$ реализуются для $\lambda < \cos \Theta_0 \sqrt{\frac{\omega_M}{2t_0d}} / C$. В табл. 11.1 приведены значения R и ω для мозаичного кристалла и граничные значения длин волн, где эти соотношения справедливы. Необходимо отметить, что приведенные формулы справедливы вдали от указанных границ.

Оценим физические границы достижимого энергетического разрешения для реального кристалла. Для кристаллов кварца $C = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $\omega_M \approx 1'' = 5 \cdot 10^{-6} \text{ рад}$. Энергетическое разрешение в случае параллельного пучка γ -квантов можно записать в следующем виде для области $\lambda > \omega_M \cos \Theta_0 / Cd$:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega}{\operatorname{tg} \Theta_0} = \frac{C \lambda d}{\sin \Theta_0} = 2Cd^2. \quad (11.42)$$

Таблица 11.1

Зависимость интегрального коэффициента отражения и ширины дифракционного максимума от длины волны γ -излучения для плоского кристалла

λ	$\frac{\omega_M \cos \Theta_0}{Cd} < \lambda < \infty$	$\frac{\cos \Theta_0}{C} \sqrt{\frac{\omega_M}{2dt_0}} < \lambda < \frac{\omega_M \cos \Theta_0}{Cd}$	$\lambda < \sqrt{\frac{\omega_M}{2dt_0}} \cdot \frac{\cos \Theta_0}{C}$
R	$\frac{1}{2} C \frac{\lambda d}{\cos \Theta_0}$	$\frac{1}{2} \omega_M$	$\frac{C^2 \lambda^2 t_0 d}{\cos^2 \Theta_0}$
ω	$\frac{C \lambda d}{\cos \Theta_0}$	ω_M	ω_M

В этой области длин волн энергетическое разрешение не зависит от энергии излучения и составляет $1,4 \cdot 10^{-3} \%$. Для выбранных параметров условие $\lambda > \omega_M \cos \Theta_0 / Cd$ означает, что энергетическое разрешение, определяемое (11.42), можно получить для энергий γ -квантов, меньших 12 *кэв* ($d = 1,1 \cdot 10^{-8}$ см). В области энергий выше 12 *кэв* энергетическое разрешение пропорционально энергии γ -квантов и

$$\eta = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega_M}{\text{tg } \Theta_0} = \frac{2d \omega_M \cos \Theta_0}{\lambda} = 10^{-4} E \text{ (кэв) } \%. \quad (11.43)$$

Интегральный коэффициент отражения для γ -квантов с энергией ниже 12 *кэв* зависит от их энергии и равен примерно $3,6 \cdot 10^{-5} / E \text{ (кэв)}$. Для γ -квантов в области энергий 10—500 *кэв* ($t_0 = 1$ см) интегральный коэффициент не зависит от энергии и равен $R \approx 2,5 \cdot 10^{-6}$, а для γ -квантов с энергией выше 500 *кэв* $R \approx 5 \cdot 10^{-7} E^{-2} \text{ (Мэв)}$. Для того чтобы получить указанные выше энергетические разрешения, необходим пучок γ -квантов с угловой расходимостью не более ω . Это приведет к малой светосиле прибора, которая пропорциональна ω^2 , т. е. в рассматриваемом случае около $2 \cdot 10^{-11}$. При этом необходимо учитывать, что и максимальный коэффициент отражения резко падает с ростом энергии γ -квантов, а светосила кристалл-дифракционного спектрометра пропорциональна величине Γ . В области малых энергий γ -квантов (менее 1 *Мэв*) весьма высокой светосилой обладают спектрометры с изогнутыми кристаллами. Изгиб кристалла позволяет сфокусировать отраженное излучение и тем самым увеличить светосилу прибора практически без потери его энергетического разрешения.

11.5.2. Спектрометры с изогнутым кристаллом

Пусть кристалл изогнут по радиусу $2R$ так, что продолжение его кристаллографических плоскостей пересекаются в точке O (рис. 11.13). Проведем окружность радиуса R , касательную к центральной линии кристалла и проходящую через точку O . Поместим точечный источник γ -квантов на окружности радиуса R

в такой точке S , чтобы угол SAO был равен брэгговскому углу Θ_0 . Если толщина и длина кристалла малы в сравнении с R , то все фотоны из источника будут попадать на кристалл так, что угол их падения относительно направления плоскостей кристалла будет практически равен Θ_0 . Любой угол $SA'O$ тем ближе будет к углу $\Theta_0 = SAO$, чем меньше размеры кристалла в сравнении с радиусом окружности R . Отраженные в кристалле γ -кванты выходят из него расходящимся пучком так, будто источник γ -квантов находится в точке S' (мнимый фокус). Для регистрации отраженного излучения за кристаллом помещают больших размеров детектор, защищенный от прямого излучения из источника многощелевым коллиматором. Такие спектрометры называют спектрометром с фокусировкой по Дю Монду. Изучение спектра γ -квантов в таком спектрометре сводится к измерению зависимости скорости счета детектора в функции положения источника на фокальной окружности и поворота коллиматора.

Такие перемещения коллиматора и источника должны осуществляться с большой точностью. Поскольку вес коллиматора велик (в одном из спектрометров длина коллиматора из сплава свинца, олова и сурьмы 74 см и его вес около 2 т), то обычно коллиматор и детектор неподвижны, а жестко закрепленные фокальный круг и кристалл вращаются относительно точки A , а источник, оставаясь на фокальной окружности, перемещается так, что прямая AS вращается относительно точки A с угловой скоростью, вдвое большей той, с которой вращается кристалл.

Источник γ -квантов в спектрометре Дю Монда представляет собой полосу толщиной в сотые доли миллиметра, высотой порядка 30 мм и шириной (вдоль прямой AS) около 5 мм. Источник помещают в коллиматор из материалов с большим Z и боль-

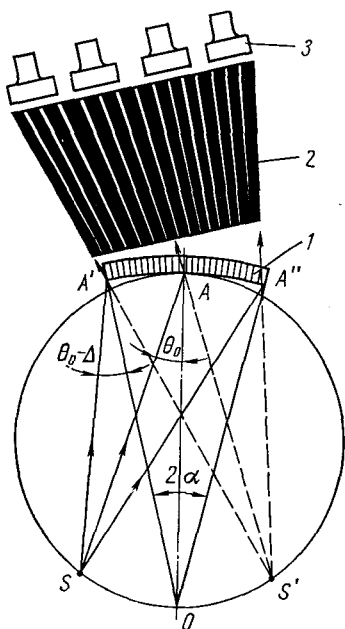


Рис. 11.13. Схема спектрометра с изогнутым кристаллом: 1 — кристалл; 2 — коллиматор; 3 — детекторы.

шой плотностью (вольфрам, свинец и т. д.). Угловой раcтвор коллиматора порядка угла 2α (см. рис. 11.13). В спектрометре Дю Монда источник имеет очень малые размеры, поэтому в таком спектрометре возможно исследовать γ -кванты из источников с высокой удельной активностью.

Возможно и другое расположение источника и детектора. Можно поменять местами источник и детектор. Но в этом случае источник должен быть больших размеров, а детектор — малых. Такие спектрометры — спектрометры Кошуа — позволяют использовать источники с меньшей удельной активностью.

Оценим светосилу и разрешающую способность спектрометров с изогнутыми кристаллами. Пусть источник в спектрометре Дю Монда испускает q фотонов в 1 сек изотропно. Тогда светосила $L = n/q$, где n — число отсчетов детектора в единицу времени в максимуме дифракционного пика. Если угол 2α — горизонтальная апертура спектрометра, а β — вертикальная (угловые размеры кристалла с точки «зрения» источника), то

$$L = \frac{n}{q} = \frac{\alpha\beta}{2\pi} \Gamma \varepsilon \xi, \quad (11.44)$$

где ε — эффективность детектора; ξ — прозрачность многощелевого коллиматора.

Светосилу спектрометра Кошуа можно записать в виде

$$L = \frac{n}{q} = \frac{\omega\beta}{4\pi} \Gamma \varepsilon \xi, \quad (11.45)$$

где ω — диапазон углов, в пределах которых происходит интенсивное отражение от кристалла (ширина дифракционного максимума). Величины углов 2α обычно порядка $1-3^\circ$, а ширина дифракционного максимума около $3 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, светосила спектрометров Дю Монда может быть почти в 1000 раз больше светосилы спектрометра Кошуа. Но при этом следует иметь в виду, что в первом случае необходимы источники с очень большой удельной активностью. Отношение измеряемого эффекта к фону, созданного посторонними излучателями (ускорители, реакторы, естественная радиоактивность, космическое излучение) в спектрометрах Кошуа больше, чем в спектрометрах Дю Монда, поскольку в последних значительно больше объем детектора. Таким образом, спектрометры Кошуа более выгодны, когда есть значительный посторонний фон и недоступны источники с высокой удельной активностью. Спектрометры Дю Монда оказываются предпочтительней, когда невозможно получить источники больших размеров (например, разделенные изотопы).

Энергетическое разрешение спектрометров с изогнутыми кристаллами определяется не только собственной шириной дифракционного максимума и мозаичной структурой кристалла, но и при-

ближенностью условий фокусировки, и отклонениями поверхности изогнутого кристалла от цилиндрической и так называемой квазимозаичностью кристалла, возникающей при изгибе кристалла и приводящей к увеличению ω_m . Уширение дифракционного максимума Δ_1 , обусловленное приближенными условиями фокусировки, связано с углами Θ_0 и α и $\Delta_1 \approx \frac{\Theta_0 \alpha^2}{2}$ при малых значениях α . Величина Δ_1 — это разность углов SAO и $SA'O$ (см. рис. 11.13). В спектрометрах с изогнутыми кристаллами ширина дифракционного максимума с учетом мозаичности, квазимозаичности и несовершенства его формы составляет $(3-6) \cdot 10^{-5}$ для кристаллов толщиной $0,1-0,2$ см. Величину Δ_1 можно сделать малой в сравнении с шириной дифракционного максимума выбором больших радиусов фокальной окружности или малых размеров кристаллов. Брэгговский угол при $d = 10^{-8}$ для γ -квантов с энергиями от $0,1$ до 1 Мэв изменяется от $0,05$ до $0,005$, поэтому угол α необходимо выбирать для спектрометра в пределах от $2,5^\circ$ (при $0,1$ Мэв) до 8° (при 1 Мэв). Если Δ_1 мало в сравнении с шириной максимума и если ширина источника (или детектора в приборе Кошуа), отнесенная к радиусу фокальной окружности, порядка или меньше ширины дифракционного максимума, то энергетическое разрешение спектрометра пропорционально энергии γ -квантов. Светосила и энергетическое разрешение спектрометра Дю Монда (радиус изгиба кристалла $7,7$ м) и спектрометра Кошуа (радиус изгиба кристалла 2 м) показаны на рис. 11.16.

11.5.3. Дифракционные спектрометры с двумя плоскими кристаллами

Спектрометры с изогнутыми кристаллами обладают малой светосилой при энергиях γ -квантов выше сотни килоэлектронвольт, поскольку в этой области энергий светосила обратно пропорциональна квадрату энергии γ -квантов. Это связано с тем, что область энергий, где светосила оказывается обратно пропорциональной квадрату энергии, зависит от толщины кристалла (см. табл. 11.1). Однако толщина кристалла, которую можно изогнуть, по радиусу ограничена. Так, кристаллы кварца толщиной t_0 можно изогнуть лишь по радиусу не меньше чем $1000 t_0$. Для того чтобы область энергий γ -квантов, где $\Gamma = 1/2$, простиралась до 1 Мэв, необходимы кристаллы кварца толщиной примерно 5 см, т. е. радиус фокального круга около 30 м.

По этим причинам в области энергий выше 100 кэв спектрометры с плоскими кристаллами обладают лучшими характеристиками. На рис. 11.14 показан плоский широкий источник, перед которым расположен коллиматор с угловым раствором $\Delta\Theta_k$. Если $\Delta\Theta_k$ больше ширины дифракционного максимума, тогда энергетическое разрешение спектрометра определяется отноше-

нием $\Delta\Theta_h/\Theta_0$, а светосила так же, как и для спектрометра Кошуа, — (11.45). Но при малых длинах волн очень трудно сделать угловое разрешение коллиматора малым настолько, чтобы энергетическое разрешение спектрометра определялось шириной дифракционного максимума. Действительно, для энергии γ -квантов 1 Мэв для достижения $\Delta\Theta_h \approx \omega_m \sim 1''$ необходимы щели шириной $0,024\text{ мм}$ при длине коллиматора 10 м . Наилучший из известных коллиматоров имеет $\Delta\Theta_h \approx 45''$.

В случае двух последовательных отражений угловое разрешение не сказывается на энергетическом разрешении, поскольку

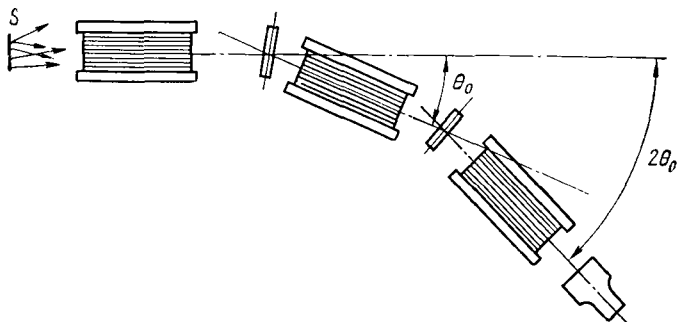


Рис. 11.14. Схема дифракционного спектрометра с двумя плоскими кристаллами.

в этом случае первый кристалл выполняет функции коллиматора с угловым разрешением порядка ширины дифракционного максимума. Тогда энергетическое разрешение спектрометра с двумя кристаллами определяется ширинами дифракционных максимумов первого и второго кристаллов, а светосила незначительно отличается от однокристалльного и $L_{1,2} = \frac{\beta\omega}{4\pi} \Gamma^2 \varepsilon \xi_2$, если кристаллы имеют одинаковые размеры и свойства, а ξ_2 — пропускание излучения системой коллиматоров.

Спектрометры с двумя плоскими кристаллами позволяют изучать спектры γ -квантов до энергий $5\text{—}7\text{ Мэв}$. Фон таких спектрометров, обусловленный рассеянием γ -квантов в коллиматоре, существенно меньше. Зависимости светосилы и энергетического разрешения спектрометра от энергии показаны на рис. 11.16.

§ 11.6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЫ

В настоящее время наиболее перспективными полупроводниковыми спектрометрами для γ -квантов являются Ge(Li) -спектрометры (см. гл. 6), чувствительные объемы которых уже достигают нескольких десятков кубических сантиметров. Энергетическое разрешение в лучших спектрометрах составляет примерно $2\text{—}5\text{ кэв}$

в области энергий до 3 Мэв (см. рис. 6.8). Эффективность полупроводниковых спектрометров определяется чувствительным объемом детектора.

Основной недостаток полупроводниковых спектрометров — это сложная форма амплитудного распределения при регистрации

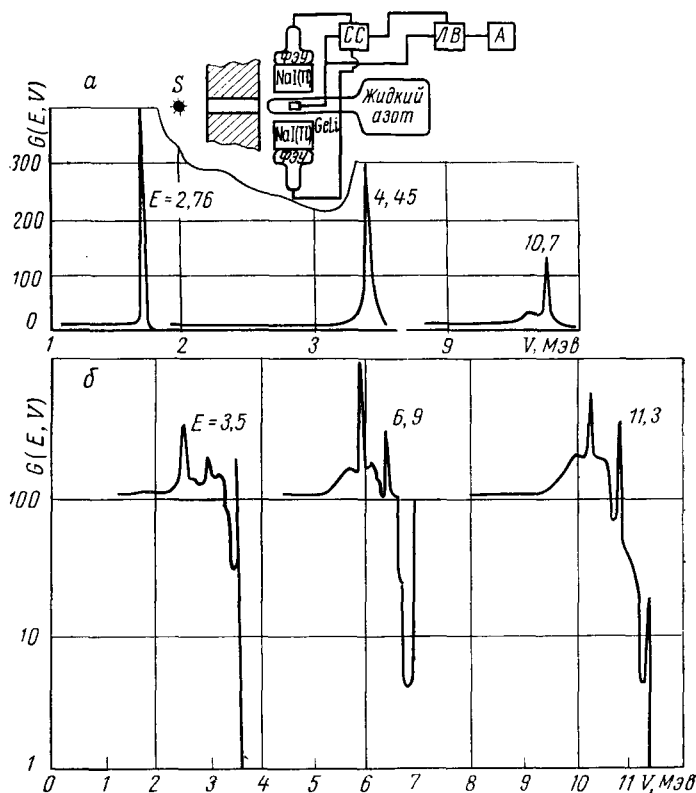


Рис. 11.15. Схема парного Ge(Li) — NaI(Tl)-спектрометра и его функция отклика (а); функция отклика Ge(Li)-спектрометра объемом около 30 см^3 (б).

моноэнергетического излучения. В связи с этим для улучшения формы линии используют Ge(Li)-спектрометр, работающий в совпадении или антисовпадении с кристаллами NaI(Tl) больших объемов. Коаксиальный Ge(Li)-спектрометр объемом 30 см^3 (площадь $7,5 \text{ см}^2$) помещается внутрь цилиндрических кристаллов NaI(Tl), как показано на рис. 11.15. Детектор работает при температуре 77° K , рабочее напряжение 900 в , емкость 42 пф . Энергетическое разрешение спектрометра по пику полного поглощения (или парному пику) составляет около $0,5\%$ при энергии γ -квантов

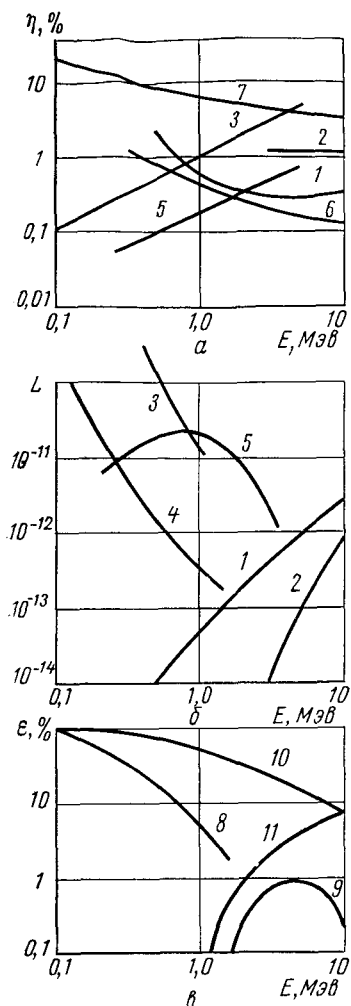


Рис. 11.16. Энергетическое разрешение (а), светосила (б) и эффективность (в) различных гамма-спектрометров:

1 — магнитный комптоновский; 2 — магнитный парный; 3 — кристалл дифракционный типа Дю Монда; 4 — кристалл дифракционный типа Кошуа; 5 — кристалл-дифракционный с двумя плоскими кристаллами; 6 — Ge(Li)-полупроводниковый спектрометр; 7 — сцинтилляционный гамма-спектрометр с кристаллом NaI(Tl); 8 — полупроводниковый Ge(Li)-спектрометр объемом 30 см³ по пику полного поглощения; 9 — парный Ge(Li) — NaI(Tl)-спектрометр; 10 — спектрометр NaI(Tl) с защитой антисовпадений; 11 — парный NaI(Tl)-спектрометр.

1 Мэв (ширина пика примерно 5 кэв) и около 0,2% при энергии γ -квантов 7 Мэв. На рис. 11.15, б показаны амплитудные распределения импульсов, полученные с Ge(Li)-спектрометром. Видно, что форма довольно сложная. Однако при использовании кристалла NaI(Tl) в режиме антисовпадений с Ge(Li) функция отклика значительно улучшается, как и в случае спектрометров с кристаллами NaI(Tl) (см. рис. 11.8). Эффективность по пику полного поглощения для этого случая показана на рис. 11.16. При энергиях γ -квантов выше 2 Мэв оказывается выгодным режим работы парного спектрометра (совпадения импульса с Ge(Li)-спектрометра с двумя импульсами с кристаллов NaI(Tl), обусловленных аннигиляционным излучением). В этом случае функция отклика (см. рис. 11.15) близка к идеальной. Эффективность парного Ge(Li)-спектрометра показана на рис. 11.16. Расчет эффективности спектрометра по пику полного поглощения, или эффективности парного спектрометра, аналогичен расчетам для сцинтилляционных спектрометров, рассмотренных ранее в этой главе.

В связи со сравнительно сложным видом функции отклика в некоторых случаях необходимо преобразовать амплитудные распределения в энергетические спектры. Для полупроводниковых детекторов эта задача усложняется в основном из-за необходимости составления матриц высокого порядка. Однако при изучении дискретных спектров в связи с хорошим энергетическим разрешением максимумы в распределениях достаточно хорошо выделены, и обычно достаточно знать эффек-

тивность спектрометра по пику полного поглощения (или парному пику).

В заключение сравним характеристики различных спектрометров, показанных на рис. 11.16. Наибольшей эффективностью обладают сцинтилляционные спектрометры. К ним близки по эффективности полупроводниковые спектрометры. В этих приборах нет необходимости в значительном удалении источников от детекторов. С учетом необходимой коллимации излучения в спектрометрах совпадений и антисовпадений можно определить их светосилу. Для коллимации пучка γ -квантов в этих случаях обычно достаточны коллиматоры с углом $1,0-2,5^\circ$. Если использовать такие коллиматоры, то светосила $L = (0,7 \div 5) \cdot 10^{-4}$ э. Таким образом, светосила сцинтилляционных и полупроводниковых спектрометров на несколько порядков выше светосилы магнитных и кристалл-дифракционных спектрометров.

В области низких энергий γ -квантов с точки зрения энергетического разрешения наилучшими являются кристалл-дифракционные спектрометры. Причем чем ниже энергия γ -квантов, тем очевиднее их преимущества. В области энергий выше нескольких сот киловольт в широком диапазоне энергии преимущества на стороне полупроводниковых спектрометров.

Применение магнитных гамма-спектрометров с появлением такого перспективного конкурента, как полупроводниковые спектрометры, в настоящее время весьма ограничено. Впрочем, магнитные гамма-спектрометры, значительно уступаая полупроводниковым в светосиле, имеют и преимущества: возможность абсолютных измерений энергии γ -квантов и лучшая функция отклика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969.
2. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Перев. с англ. Ч. 10, Т. 3. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
3. Сумбаев О. И. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры. М., Атомиздат, 1963.
4. Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1963.
5. Столярова Е. Л. Прикладная спектрометрия понизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.

Глава 12

СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ

Измерение энергетических спектров нейтронов имеет большое значение при проведении ядернофизических исследований и при решении целого ряда прикладных задач. Точное определение функции $\Phi(E)$, описывающей распределение потока нейтронов

по энергиям, является одной из труднейших задач экспериментальной ядерной физики. В настоящее время не существует ни одного универсального способа, позволяющего в любых энергетических интервалах и при любых условиях по измеренному распределению сигналов детектора $N(v)$ найти функцию $\Phi(E)$, т. е. решить уравнение (4.1). Тем не менее существует много методов измерений, позволяющих решать эту задачу в ограниченных пределах.

§ 12.1. ГРУБЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ

Метод фильтров. Этот метод применяется как при работе с направленными потоками нейтронов, например с пучками нейтронов, выходящими из каналов ядерных реакторов или из мишеней ускорителей, так и внутри реакторов, отражателей и в иных средах. Суть этого метода сводится к следующему.

В измеряемом потоке нейтронов помещают детектор, эффективность которого ε зависит от энергии нейтронов по известному закону $\varepsilon(E)$. Число отсчетов такого детектора в 1 сек

$$a_0 = S \int_0^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE, \quad (12.1)$$

где S — площадь детектора. Затем детектор окружается слоем вещества, для которого известна зависимость сечения поглощения нейтронов от их энергии $\sigma_a(E)$. Число отсчетов детектора при этом уменьшится и станет равным

$$a = S \int_0^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) e^{-n_0 \sigma_a(E)x} dE, \quad (12.2)$$

где x — толщина поглотителя; n_0 — число ядер в 1 см³. В случае произвольного вида функций $\varepsilon(E)$ и $\sigma_a(E)$ интерпретировать результаты такого опыта было бы весьма трудно. Однако специальным выбором вещества поглотителя и типа детектора можно получить весьма полезные результаты.

Пусть, например,
$$\left. \begin{aligned} \sigma &\rightarrow \infty && \text{при } E < E_0; \\ \sigma_a &= 0 && \text{при } E > E_0. \end{aligned} \right\} \quad (12.3)$$

Вещества с такими свойствами в природе, конечно, нет. Однако у Cd, как видно из рис. 12.1, при $E < 0,4$ эв сечение поглощения очень велико, тогда как при больших энергиях оно на несколько порядков меньше. Поэтому при толщине кадмиевого фильтра порядка 1—2 мм тепловые нейтроны практически полностью поглощаются, а поток нейтронов более высоких энергий почти не изменяется, в результате чего условие (12.3) в данном случае можно считать выполненным. Тем самым можно принять, что

$$\left. \begin{aligned} \exp(-n_0 \sigma_a x) &= 0 && \text{при } E < E_0; \\ \exp(-n_0 \sigma_a x) &= 1 && \text{при } E > E_0. \end{aligned} \right\} \quad (12.4)$$

поэтому соотношение (12.2) принимает вид

$$a = S \int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE. \quad (12.5)$$

Принимая во внимание очевидное равенство

$$a_0 = S \int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE + S \int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE, \quad (12.6)$$

получаем, что отношение измеряемых на опыте скоростей счета детектора без фильтра и с фильтром позволяет найти отношение эффектов, вызванных нейтронами с энергиями ниже E_0 и выше E_0 :

$$\begin{aligned} \frac{a_0}{a} &\equiv R = \\ &= \frac{\int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE} + 1. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Отметим, что величина R называется *кадмиевым отношением*. Очевидно, что величина R определяется не только соотношением потоков нейтронов с энергиями выше и ниже E_0 , но также и типом применяемого детектора, от которого зависит вид функции $\varepsilon(E)$. Если в измерениях применяют «всеволновый» детектор, для которого $\varepsilon = \text{const}$, то кадмиевое отношение позволяет сразу получить отношение соответствующих потоков нейтронов

$$R - 1 = \frac{\Phi(E < E_0)}{\Phi(E > E_0)}, \quad (12.8)$$

где

$$\Phi(E < E_0) = \int_0^{E_0} \Phi(E) dE \quad \text{и} \quad \Phi(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE. \quad (12.9)$$

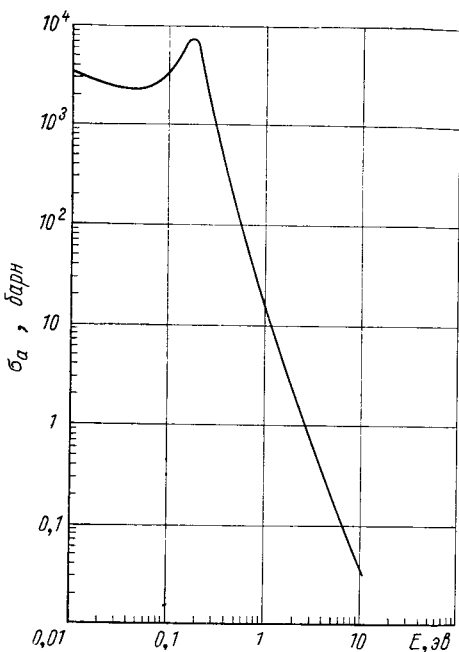


Рис. 12.1. Зависимость сечения поглощения нейтронов кадмием от их энергии.

Очень часто в подобных измерениях применяют детекторы, эффективность которых обратно пропорциональна скорости нейтронов v (характерным примером таких детекторов являются камеры и счетчики с B^{10} или He^3 , а также фольги некоторых материалов со слабо выраженной резонансной структурой сечений). Такую зависимость можно выразить соотношением

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_T \left(\frac{v_T}{v} \right) = \varepsilon_T \left(\frac{E_T}{E} \right)^{1/2}, \quad (12.10)$$

где индекс «т» относится к так называемым тепловым нейтронам, причем вместо энергии E_T можно использовать среднюю энергию тепловых нейтронов, равную 0,025 эв. Предположим, что измерения проводятся с нейтронами, выходящими из активной зоны графитового реактора. В этом случае спектр замедляющихся нейтронов с $E > E_0 = 0,4$ эв может быть выражен соотношением

$$\Phi(E) = \frac{\Phi_u}{E}, \quad (12.11)$$

где величина Φ_u зависит только от общего числа замедляющихся нейтронов и не зависит от их энергии. Ее физический смысл становится более ясным, если записать

$$d\Phi = \Phi(E) dE = \Phi_u \frac{dE}{E} = \Phi_u d(\ln E) = \Phi_u du,$$

откуда $\Phi_u = d\Phi/du$ — поток на единицу летаргии $u = \ln E$, т. е. поток нейтронов с энергиями от 1 до 2,7 эв или от 100 до 270 эв и т. д. Используя соотношения (12.10) и (12.11) и принятые выше значения $E_T = 0,025$ эв и $E_0 = 0,4$ эв, получаем

$$\int_{E_0}^{\infty} \varepsilon(E) \Phi(E) dE = 2\varepsilon_T \Phi_u \left(\frac{E_T}{E_0} \right)^{1/2} = \frac{E_T \Phi_u}{2}. \quad (12.12)$$

Второй интеграл в формуле (12.7) можно представить в виде

$$\int_0^{E_0} \varepsilon(E) \Phi(E) dE = \varepsilon_T \Phi_T, \quad (12.13)$$

если нейтроны с $E < E_0$ объединить в одну группу тепловых нейтронов. Подставляя выражения (12.12) и (12.13) в (12.7), находим

$$R - 1 = 2 \frac{\Phi_T}{\Phi_u}. \quad (12.14)$$

Таким образом, измеренное детектором « $1/v$ » кадмиевое отношение позволяет найти отношение потока тепловых нейтронов к потоку «надкадмиевых» нейтронов на единицу летаргии [при

условии выполнения соотношения (12.14)]. Следует отметить, что в этом случае величина кадмиевого отношения не зависит от абсолютной величины сечения, а значит, и от вещества выбранного детектора.

Если о характере спектра «надкадмиевых» нейтронов совсем ничего не известно или ясно, что соотношение (12.11) заведомо не выполняется, то измерение кадмиевого отношения позволяет сделать лишь приблизительные заключения о распределении нейтронов по энергиям. Так, если в месте расположения детектора окажется, что $R = 1$, то можно утверждать, что тепловых нейтронов здесь практически нет, а если $R \gg 1$, то, наоборот, основной вклад в поток вносят тепловые нейтроны. Приведем примеры кадмиевых отношений, измеренных детекторами «1/v»: для сильно-поглощающих сред (уран, железо) $R \approx 1$; в активной зоне графитового реактора $R \approx 10-30$, а в тепловой колонне графитового реактора величина R может принимать значения до 10 000.

Помимо фильтров из кадмия очень часто используются фильтры из бора. Сечение поглощения нейтронов изотопом B^{10} в очень широком диапазоне энергий (от долей электронвольта вплоть до нескольких десятков килоэлектронвольт) подчиняется практически точно закону $1/v$, что можно выразить формулой

$$\sigma_B = \frac{c}{E^{1/2}}. \quad (12.15)$$

Если измерять величину E в электронвольтах, а σ_B в барнах, то $c = 610,3$. Очевидно, что борный фильтр не в состоянии, подобно кадмию, отсеять одну группу нейтронов и пропустить другую, зато применение таких фильтров позволяет оценить некоторую среднюю энергию нейтронов в исследуемом пучке.

Предположим вначале, что все нейтроны имеют одну и ту же энергию E_0 , которую и надо определить. В этом случае скорость счета установленного в пучке детектора будет определяться соотношением

$$a_0 = \varepsilon_d(E_0) S \Phi_0, \quad (12.16)$$

где Φ_0 — поток нейтронов; $\varepsilon_d(E_0)$ — эффективность детектора к нейтронам данной энергии; S — его площадь. Если теперь пучок нейтронов перекрыть борным фильтром с числом ядер в 1 см^3 n_0 и толщиной x , то поток нейтронов на детектор упадет, вместе с ним уменьшится и скорость счета детектора, которая станет равной

$$a = \varepsilon_d(E_0) S \Phi_0 e^{-n_0 \sigma_B(E_0) x}. \quad (12.17)$$

Из соотношений (12.16), (12.17) и (12.15) можно получить

$$E_0 = \left(\frac{cn_0 x}{\ln \frac{a_0}{a}} \right)^2. \quad (12.18)$$

Таким образом, в случае монохроматических нейтронов определение их энергии методом борного фильтра осуществляется очень просто. Точность этого метода можно оценить по формулам, аналогичным формулам гл. 10 для γ -квантов.

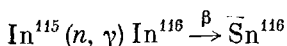
Если же нейтроны в пучке обладают непрерывным спектром, то вместо соотношений (12.16) и (12.17) приходится применять более общие соотношения (12.1) и (12.2). В таких случаях обычно проводят несколько измерений с фильтрами различной толщины. Разбивая спектр пучка на ряд энергетических групп, скорость счета детектора при измерениях i -м фильтром толщиной x_i можно представить соотношением

$$a_i = S \sum_j \varepsilon(E_j) \Phi(E_j) e^{-n_0 \sigma(E_j) x_i} \Delta E_j. \quad (12.19)$$

Если число фильтров n равно числу энергетических групп, то из полученной системы n линейных уравнений можно найти n неизвестных величин $\Phi(E_j)$, которые и определяют спектр пучка. Особенно хорошие результаты этот метод дает при определении плавных спектров, например спектров нейтронов в тепловых ядерных реакторах.

В некоторых случаях при измерениях методом пропускания в качестве фильтров используются вместо кадмия или бора некоторые другие вещества. Применяя набор веществ с различной зависимостью сечений поглощения от энергии, можно получить значительно более детальную информацию о спектре нейтронов, однако интерпретация результатов подобных экспериментов значительно сложнее, и здесь они не рассматриваются.

Метод резонансных индикаторов. Поглощение нейтронов многими веществами приводит к появлению радиоактивных ядер. Характерным примером данного процесса является поглощение нейтронов индием, в результате которого появляется β -активность с периодами 54 мин и 13 сек:



(два периода полураспада соответствуют метастабильному и основному состояниям ядра In^{116} соответственно). Активность насыщения тонкой индиевой фольги, облучаемой потоком нейтронов с непрерывным энергетическим спектром, в котором нейтроны с энергиями меньше 0,4 эв отфильтрованы кадмием, определится соотношением

$$A = n \int_{0,4}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE, \quad (12.20)$$

где n — число ядер во всей облучаемой фольге. Однако, если принять во внимание резонансный характер захвата нейтронов ядрами In^{115} (рис. 12.2), то нетрудно прийти к выводу о том, что активность фольги окажется связанной в основном с поглощением

нейтронов в области основного резонанса и что, следовательно, число импульсов бета-счетчика будет пропорционально потоку

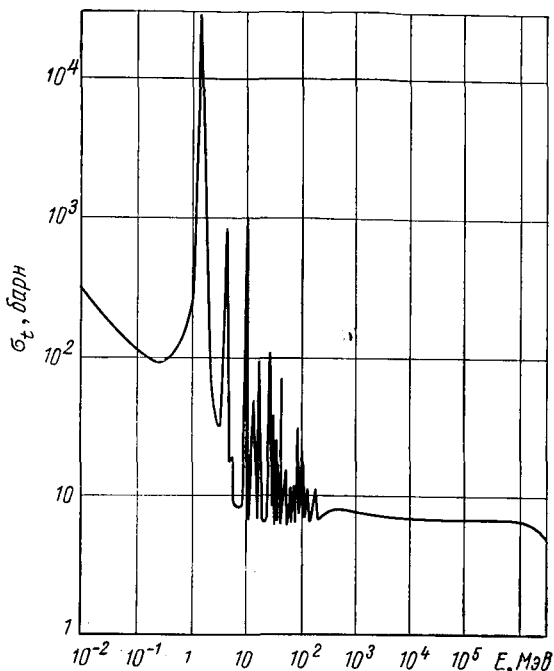


Рис. 12.2. Зависимость полного сечения индия от энергии нейтронов.

нейтронов с энергией $E_{\text{рез}}$. Для того чтобы сделать этот вывод более наглядным, можно идеализировать кривую зависимости σ от E , положив

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 & \text{при } E_{\text{рез}} - \Gamma/2 \leq E \leq E_{\text{рез}} + \Gamma/2; \\ \sigma &= 0 & \text{при } E < E_{\text{рез}} - \Gamma/2 \text{ и } E > E_{\text{рез}} + \Gamma/2, \end{aligned} \right\} \quad (12.21)$$

где Γ — полная ширина уровня. При этих условиях из формулы (12.20) следует

$$A = n\sigma_0 \int_{E_{\text{рез}} - \Gamma/2}^{E_{\text{рез}} + \Gamma/2} \Phi(E) dE \approx n\sigma_0 \bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) \Gamma, \quad (12.22)$$

где $\bar{\Phi}(E_{\text{рез}})$ — средний поток нейтронов в интервале $(E_{\text{рез}} - \Gamma/2, E_{\text{рез}} + \Gamma/2)$. Из последнего соотношения

$$\bar{\Phi}(E_{\text{рез}}) = \frac{A}{n\sigma_0 \Gamma}, \quad (12.23)$$

или, переходя от активности A к числу отсчетов a счетчика в 1 сек,

$$\overline{\Phi}(E_{\text{рез}}) = \frac{ka}{\sigma_0 \Gamma}, \quad (12.24)$$

где в коэффициент k входят параметры фольги, эффективность счетчика и некоторые другие факторы. Имея набор фольг различных веществ, у которых резонансы лежат при разных энергиях, можно получить значения потока нейтронов в соответствующих точках и тем самым оценить форму распределения нейтронов по энергиям. Коэффициенты k можно определить экспериментально калибровкой в известном потоке тепловых нейтронов. В этом случае скорость счета детектора β -частиц

$$a_T = \frac{\sigma_T \Phi_T}{k}, \quad (12.25)$$

в результате соотношение (12.24) может быть приведено к виду

$$\overline{\Phi}(E_{\text{рез}}) = \frac{\sigma_T}{\sigma_0 \Gamma} \left(\frac{a}{a_T} \right) \Phi_T. \quad (12.26)$$

Даже в тех случаях, когда в распоряжении экспериментатора нет потока тепловых нейтронов с известной абсолютной величиной, по соотношению (12.26) можно найти из измерений с фольгами различных веществ относительные значения потоков нейтронов при различных значениях $E_{\text{рез}}$, что вполне достаточно для определения формы энергетического спектра.

В действительности, веществ с идеальными свойствами, определяемыми соотношениями (12.21), в природе нет. Но и реальные вещества типа индия позволяют в первом приближении очень просто оценить потоки нейтронов при разных энергиях. Для оценки вклада в активность индикатора нейтронов с энергиями, далекими от $E_{\text{рез}}$, проводятся контрольные облучения фольг с фильтрами из того же материала, из которого изготовлены сами фольги. При достаточной толщине такие фильтры полностью «съедают» нейтроны в области резонансного пика (рис. 12.3) почти не затрагивая нейтроны из других участков спектра. Поэтому разность активностей детектора без фильтра и с фильтром может быть целиком связана с поглощением нейтронов в области резонанса. При отборе веществ для резонансных индикаторов нейтронных потоков необходимо руководствоваться следующими двумя основными требованиями:

- 1) сечение поглощения нейтронов должно иметь один сильный резонанс и быть относительно небольшим при всех остальных энергиях;

- 2) поглощение нейтронов должно приводить к образованию радиоактивных ядер с удобными для измерений периодами полураспада (от нескольких секунд до нескольких часов).

Сведения о некоторых веществах, применяемых обычно в качестве резонансных индикаторов, приведены в табл. 12.1.

Таблица 12.1

Параметры некоторых резонансных индикаторов

Исходный изотоп	Содержание в естественной смеси, %	Период полураспада возникающей активности	Сечение активации тепловыми нейтронами, барн	Параметры основного резонанса	
				$E_{рез}, эв$	$\sigma_0, барн$
In ¹¹⁵	14	54,1 мин	157	1,456	39 800
Au ¹⁹⁷	100	2,704 сутки	99,8	4,906	37 000
W ¹⁸⁶	24,41	24,0 ч	38	18,84	119 000
Co ⁵⁹	100	5,26 лет	37,2	132,0	8 920
Mn ⁵⁵	100	2,59 ч	13,3	337	3 390
Cu ⁶³	69,09	12,88 ч	4,3	577	1 440
Na ²³	100	15,05 ч	0,534	2950	560

При измерениях в получаемые результаты необходимо ввести некоторые поправки: на поглощение резонансных нейтронов

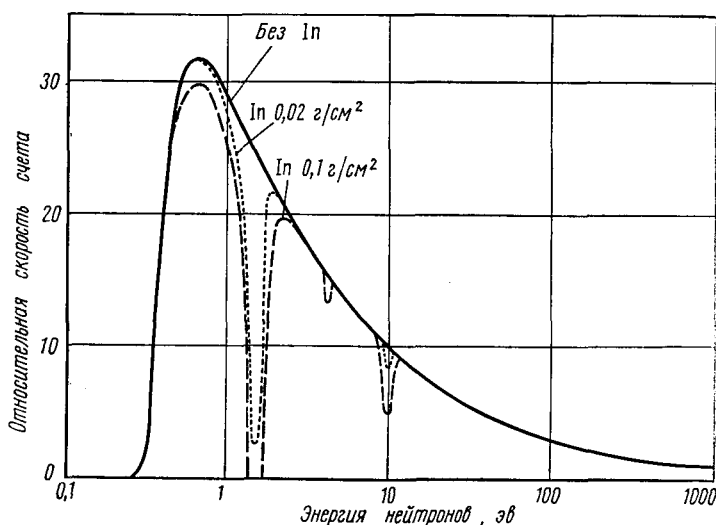


Рис. 12.3. «Выедание» нейтронов индиевыми фильтрами различной толщины (все изображенные на рисунке спектры нейтронов получены после кадмиевого фильтра толщиной 0,76 мм).

кадмиевым фильтром, на самопоглощение резонансных нейтронов в фольге, на поглощение нерезонансных нейтронов резонансным фильтром, на различия в эффективностях регистрации β -частиц от разных индикаторов и т. п. Кроме того, при измерениях внутри сплошных сред необходимо учитывать «выедание» потока нейтро-

нов с околорезонансными энергиями вблизи точки, в которой расположен индикатор (этот эффект полностью отсутствует при измерениях на выведенных из реактора пучках нейтронов). Значение некоторых из отмеченных факторов может быть уменьшено соответствующим выбором условий эксперимента. Так, для снижения самопоглощения нейтронов и эффекта «выедания» потока

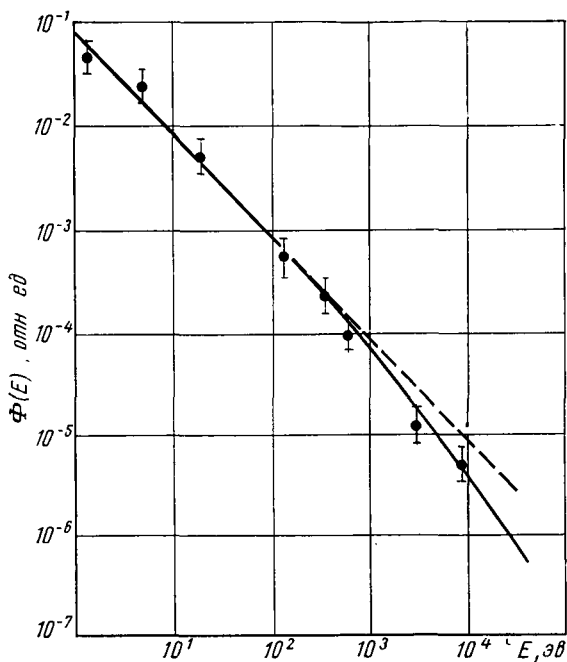


Рис. 12. 4. Спектр нейтронов в графитовой призме: Точками показаны результаты измерений методом резонансных фильтров; сплошной линией — спектр, рассчитанный в так называемом P_3 -приближении, пунктир — спектр Ферми.

нейтронов в среде индикаторы целесообразно делать как можно более тонкими, применяя для их изготовления хорошо прокатанные фольги или слои, которые наносятся методом распыления в вакууме на неактивируемую подложку.

Из табл. 12.1 видно, что применение резонансных индикаторов ограничивается областью энергий от 1 эв до нескольких килоэлектронвольт. Их широко используют для оценки энергетических спектров нейтронов в активных зонах и в других частях ядерных реакторов, а также в больших блоках различных веществ. Во всех подобных случаях ничтожные габариты, изотропная чувствительность и некоторые другие качества делают резонансные индикаторы весьма ценным, а иногда и единственно возможным средством исследований. Конечно, с помощью резонансных индика-

торов трудно рассчитывать на получение детальной информации об энергетическом спектре нейтронов с выявлением какой-либо тонкой структуры (пигов, провалов и т. п.). Однако общий характер спектра может быть определен достаточно точно, что иллюстрируется сравнением приведенных на рис. 12.4 результатов измерений с рассчитанными.

Метод пороговых индикаторов. По многим характеристикам этот метод весьма напоминает предыдущий. Суть его сводится к следующему.

Энергетическая зависимость сечений эндотермических ядерных реакций характеризуется, как известно, тем, что при энергиях падающих частиц ниже некоторой пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ сечение реакции строго равно нулю, а выше этой энергии сечение сначала резко возрастает, а потом в некотором интервале энергий остается почти постоянным (рис. 12.5). Поэтому, если в результате подобной реакции возникают радиоактивные ядра, то после достижения насыщения начальная скорость счета бета-счетчика от извлеченного из исследуемого потока нейтронов индикатора определится соотношением

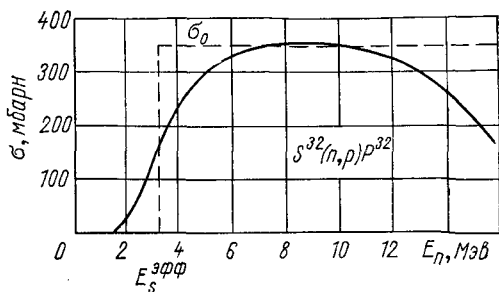


Рис. 12.5. Зависимость сечения типичной пороговой реакции $S^{32}(n, p)P^{32}$ от энергии нейтронов.

$$a = \frac{1}{k} \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE. \quad (12.27)$$

Для «идеального» порогового индикатора

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 0 && \text{при } E < E_{\text{пор}}; \\ \sigma &= \sigma_0 = \text{const} && \text{при } E > E_{\text{пор}} \end{aligned} \right\} \quad (12.28)$$

(пунктирная линия на рис. 12.5), соотношение (12.27) переходит в

$$a = \frac{\sigma_0}{k} \int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \Phi(E) dE. \quad (12.29)$$

Измерения с двумя такими индикаторами, имеющими различные пороговые энергии $E_{\text{пор}}^{(1)}$ и $E_{\text{пор}}^{(2)}$, позволяют найти средний поток

нейтронов в интервале $E_{\text{пор}}^{(1)}$, $E_{\text{пор}}^{(2)}$, так как

$$\frac{a_1 k_1}{\sigma_0^{(1)}} - \frac{a_2 k_2}{\sigma_0^{(2)}} = \int_{E_{\text{пор}}^{(1)}}^{E_{\text{пор}}^{(2)}} \Phi(E) dE, \quad (12.30)$$

откуда

$$\overline{\Phi}(E_{\text{пор}}^{(1)}, E_{\text{пор}}^{(2)}) = \frac{1}{E_{\text{пор}}^{(2)} - E_{\text{пор}}^{(1)}} \left(\frac{a_1 k_1}{\sigma_0^{(1)}} - \frac{a_2 k_2}{\sigma_0^{(2)}} \right). \quad (12.31)$$

Если толщины индикаторов подобрать с таким расчетом, чтобы отношения k/σ_0 для них были одинаковыми, то в этом случае величина $\overline{\Phi}$ оказывается пропорциональной просто разности скоростей счета детекторов β -частиц:

$$\overline{\Phi}(E_{\text{пор}}^{(1)}, E_{\text{пор}}^{(2)}) \sim a_1 - a_2. \quad (12.32)$$

Для реальных пороговых индикаторов соотношения (12.29) — (12.31), естественно, не выполняются. Однако хотя в этом случае разности скоростей счета не пропорциональны потокам нейтронов в соответствующих энергетических интервалах, они все же как-то зависят от относительных величин этих потоков, поэтому, имея набор таких индикаторов, можно сделать довольно полезные заключения об общих свойствах спектра нейтронов.

Для проведения измерений описанным методом используются пороговые (n, p) -, (n, α) -, (n, f) -, $(n, 2n)$ -реакции и некоторые другие. Характерные параметры некоторых подобных реакций приведены в табл. 12.2. Как видно, метод пороговых индикаторов (в отличие от метода резонансных индикаторов) может применяться для оценок спектров нейтронов в области энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт. Другой особенностью метода является отсутствие требования радиоактивности конечного ядра, так как (n, p) -, (n, α) -, (n, f) -реакции могут быть обнаружены регистрацией заряженных частиц — продуктов реакции — с помощью ионизационных камер или счетчиков. Особенно широко применяются ионизационные камеры со слоями Th^{232} , U^{238} , Np^{237} , в которых регистрируются осколки деления. В отличие от активационных пороговых индикаторов ионизационные камеры позволяют получать информацию непосредственно в момент облучения нейтронами, и, кроме того, их можно применять для измерений в условиях изменяющихся во времени потоков нейтронов, когда использование активационных детекторов наталкивается на существенные трудности.

Методы восстановления спектров нейтронов по результатам измерений с резонансными и пороговыми индикаторами в отношении математических операций вполне аналогичны методам обработки спектров, описанным в гл. 11, поэтому здесь они не рассматриваются.

Параметры некоторых пороговых индикаторов

Используемая реакция	Содержание исходного изотопа в естественной смеси, %	Порого- вая энер- гия, <i>Мэв</i>	Период полурас- пада возникаю- щей активности	Среднее эф- фективное сечение, <i>барн</i>
Rh ¹⁰³ (<i>n, n'</i>) Rh ^{103m}	100	0,04	56,0 <i>мин</i>	1,5
In ¹¹⁵ (<i>n, n'</i>) In ^{115m}	95,72	0,34	4,5 <i>ч</i>	0,35
Ni ⁵⁸ (<i>n, p</i>) Co ⁵⁸	67,88	0,399	71,3 <i>сутки</i>	0,60
P ³¹ (<i>n, p</i>) S ³¹	100	0,716	2,64 <i>ч</i>	0,14
S ³² (<i>n, p</i>) P ³²	95,0	0,954	14,5 <i>сутки</i>	0,35
Al ²⁷ (<i>n, p</i>) Mg ²⁷	100	1,89	10,0 <i>мин</i>	0,08
Al ²⁷ (<i>n, α</i>) Na ²⁴	100	3,2	15,05 <i>ч</i>	0,12
Si ²⁸ (<i>n, p</i>) Al ²⁸	92,21	4,0	2,31 <i>мин</i>	0,19
Mg ²⁴ (<i>n, p</i>) Na ²⁴	78,7	4,9	15,05 <i>ч</i>	0,20
Cu ⁶⁵ (<i>n, 2n</i>) Cu ⁶⁴	30,91	10,1	12,88 <i>ч</i>	1
Cu ⁶³ (<i>n, 2n</i>) Cu ⁶²	69,09	10,9	9,76 <i>мин</i>	0,8
Ni ⁵⁸ (<i>n, 2n</i>) Ni ⁵⁷	67,88	12,0	36,5 <i>ч</i>	0,08

Пороговые реакции деления

U ²³⁴ (<i>n, f</i>)	0,0056	0,62 *	—	1,5
Np ²³⁷ (<i>n, f</i>)	—	0,87 *	—	1,5
Th ²³² (<i>n, f</i>)	100	1,4 *	—	0,14
U ²³⁸ (<i>n, f</i>)	99,27	1,55 *	—	0,61

* Эффективная пороговая энергия получена применительно к нейтронам спектра деления.

§ 12.2. МЕТОД ЯДЕР ОТДАЧИ

Физические основы метода. Как было показано в гл. 3, при упругом рассеянии быстрых нейтронов возникают ядра отдачи, энергия которых E_A однозначно связана с начальной энергией нейтронов E , углом между траекториями движения нейтрона до рассеяния и ядра отдачи φ и массовым числом ядра отдачи A :

$$E_A = \alpha E \cos^2 \varphi, \quad (12.33)$$

где

$$\alpha \approx \frac{4A}{(1+A)^2}. \quad (12.34)$$

Поэтому измерение энергии ядер отдачи любым методом, используемым при спектрометрии заряженных частиц, позволяет определить энергии нейтронов.

Большое значение имеет выбор вещества, на ядрах которого будут рассеиваться нейтроны. Очевидно, что наиболее целесообразно использовать самые легкие элементы, так как из соотно-

шений (12.33) и (12.34) видно, что чем ближе A к единице, тем большую энергию имеют ядра отдачи, и кроме того, у легких элементов сечение рассеяния имеет более простую зависимость от энергии нейтронов, что облегчает интерпретацию результатов. Наиболее часто в качестве рабочего вещества используется водород, но иногда применяют и другие вещества (дейтерий, гелий).

В случае водорода $\alpha \approx 1$, поэтому приведенные выше соотношения приобретают наиболее простой вид. В частности, максимальная энергия протонов отдачи просто равна максимальной энергии нейтронов. Кроме того, плавная зависимость сечения рассеяния от энергии и изотропное угловое распределение рассеиваемых нейтронов в системе центра инерции делают водород очень удобным веществом для использования в спектрометрических приборах. Водородом можно непосредственно наполнять ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и камеры Вильсона или использовать более сложные вещества, в состав которых входит водород: тонкие пленки из полиэтилена для радиаторов, органические сцинтилляторы и некоторые другие.

Все методы измерений, в основу которых положена регистрация ядер отдачи, можно разделить на две группы: дифференциальные и интегральные.

Дифференциальные методы измерений. Если направление движения нейтронов известно и при этом используется прибор, позволяющий определить не только энергию, но и направление вылета ядра отдачи (например, фотопластинка или камера Вильсона в потоке нейтронов, идущем от мишени ускорителя), то единственной неизвестной величиной в соотношении (12.33) остается энергия нейтрона E , которую легко можно найти. Следует отметить, что при указанных условиях эксперимента энергию нейтрона можно определить отдельно для каждого наблюдаемого акта появления ядра отдачи.

Разновидностью данного метода являются измерения в «хорошей» геометрии, когда ядра отдачи образуются не в самом детекторе, а в тонком слое радиатора, причем в детектор попадают ядра отдачи в пределах лишь малого телесного угла ω (рис. 12.6).

При малых размерах радиатора и детектора по сравнению с расстоянием между ними угол φ можно считать фиксированным. Если при этом на радиатор падает пучок монохроматических нейтронов, то в детектор попадают ядра отдачи с одной энергией, измерение которой позволяет легко найти E с помощью соотношения (12.33). Если пучок нейтронов немонохроматический, то, как показано в гл. 3, измеряя энергетическое распределение попадающих в детектор ядер отдачи $W(E_A)$, можно легко найти спектр попадающих на радиатор нейтронов:

$$w(E) = \frac{c}{\sigma_{\varphi}(E)} W(\alpha E \cos^2 \varphi), \quad (12.35)$$

где c — нормировочная константа. Таким образом, переход от наблюдаемого спектра ядер отдачи к спектру нейтронов в данном случае сводится к перенормировке шкалы энергий (замена E_A на $\alpha E \cos^2 \varphi$) и к учету зависимости сечения рассеяния на угол φ от энергии нейтронов E .

Сравнивая свойства различных детекторов, применяемых при дифференциальных измерениях, следует отметить, что использование фотопластинок отличается простотой самого эксперимента и документальностью результатов, однако проявленные пластинки очень трудно обрабатывать, а информацию о спектре

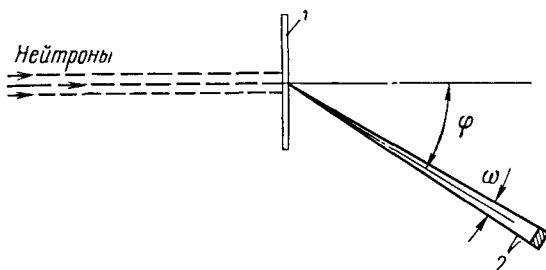


Рис. 12.6. Регистрация ядер отдачи в пределах малого телесного угла:
1 — радиатор; 2 — детектор.

можно получить лишь спустя долгое время после прекращения облучения. То же самое можно сказать и о камерах Вильсона, которые к тому же представляют собой довольно сложные установки.

Приборы, аналогичные изображенному на рис. 12.6, применять значительно удобнее. В таком приборе информация поступает непосредственно во время эксперимента в виде электрических импульсов, которые можно сразу же обрабатывать с помощью соответствующих электронных схем. Для отделения протонов от других заряженных частиц (например, ядер отдачи углерода) часто в качестве детектора используют систему из двух последовательно расположенных счетчиков — так называемый телескоп. Разновидностью данного метода измерений является ионизационная камера с твердым радиатором и коллиматором протонов отдачи (рис. 12.7). Если ось коллиматора совпадает с направлением пучка нейтронов, то в рабочий объем камеры будут попадать лишь протоны, образовавшиеся при лобовых столкновениях, поэтому интерпретация результатов эксперимента будет наиболее простой.

Общий недостаток подобных устройств заключается в их чрезвычайно низкой эффективности из-за неизбежно малых толщин радиаторов и незначительных телесных углов. Попытки увеличить эффективность приборов привели к разработке метода электронной коллимации, суть которого сводится к следующему.

Как было показано в гл. 5, основная часть электронного импульса в цилиндрическом газовом счетчике образуется при прохождении первичных электронов через область, непосредственно

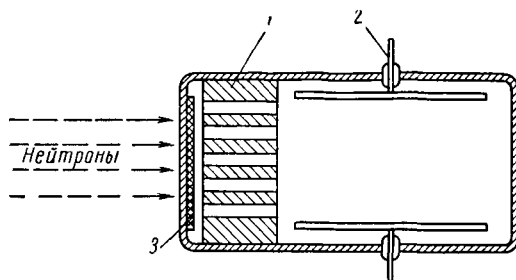


Рис. 12.7. Ионизационная камера с твердым радиатором и коллиматором ядер отдачи:
1 — коллиматор; 2 — электроды; 3 — радиатор.

примыкающую к центральному электроду. Поэтому если вдали от этого электрода в газе счетчика появляются ионизирующие частицы с одинаковой энергией, но с различной ориентацией

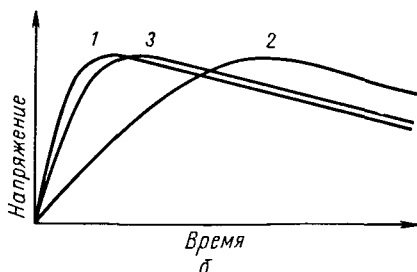
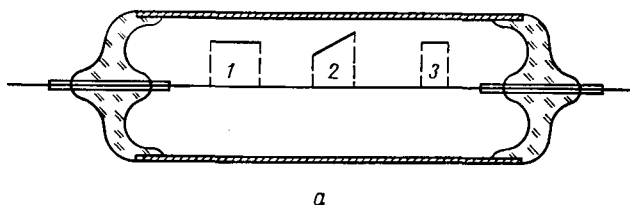


Рис. 12.8. К описанию принципа электронной коллимации:
а — различная ориентация треков ядер отдачи в счетчике (трек 3 расположен под углом к плоскости рисунка); б — форма импульсов напряжения на собирающем электроде счетчика для треков 1, 2 и 3.

треков, то электрические импульсы от них имеют одинаковые амплитуды (рис. 12.8). Однако если в случае трека, параллельного оси счетчика (1), все электроны проходят одинаковые пути и попадают на собирающий электрод практически одновременно,

то во всех других случаях (2) электроны приходят не одновременно, в результате передний фронт электрического импульса оказывается затянутым. Поэтому если в электронную схему ввести элемент, который будет пропускать импульсы только с короткими передними фронтами, то такая схема отберет только те случаи, когда трек протона был параллелен оси счетчика.

В действительности дело обстоит несколько сложнее. Если трек составляет с осью счетчика значительный угол, но расположен в плоскости, перпендикулярной диаметральной плоскости счетчика (3), то длины путей электронов будут различаться в значительно меньшей степени и, следовательно, передний фронт импульса от такого трека будет весьма коротким. Кроме того, длительность переднего фронта зависит не только от ориентации трека, но и от его длины, т. е. от энергии ядра отдачи, а следовательно, от энергии рассеявшегося на ядре нейтрона. Поэтому энергетическое разрешение прибора оказывается невысоким, и широкого применения данный метод не получил.

Наконец, следует отметить еще один метод дифференциальных измерений. Если в пучке нейтронов установить сцинтилляционный счетчик с органическим сцинтиллятором, а вне пучка — другой такой же счетчик, то появление в обоих счетчиках совпадающих во времени импульсов должно означать, что нейтрон в первом счетчике рассеялся как раз под углом Θ , равным углу между осью пучка нейтронов и линией, соединяющей центры этих двух счетчиков. Поскольку при рассеянии нейтронов протонами углы Θ и φ связаны известным соотношением $\Theta + \varphi = \pi/2$, измерение амплитудного распределения импульсов в первом счетчике, совпадающих с импульсами во втором счетчике, позволяет с помощью приведенных выше соотношений получить спектр нейтронов. Несмотря на то, что и в этом методе для получения хорошего разрешения требуется, чтобы телесный угол, под которым второй счетчик «виден» из первого, был мал, общая эффективность прибора оказывается гораздо более высокой за счет большей массы кристаллов по сравнению с тонкой пленкой радиатора.

Интегральные методы измерений. Если направление движения нейтронов неизвестно (фотопластинка в отражателе быстрого реактора) или используется прибор, позволяющий определять только энергии, но не направления движения ядер отдачи (обычная понизационная камера или сцинтилляционный счетчик), то для каждого отдельного акта появления ядра отдачи энергии вызвавшего его нейтрона определить невозможно. Однако и в этом случае можно получить весьма полную информацию об энергетическом спектре нейтронов из измеряемых энергетических распределений ядер отдачи.

Очевидно, что угол φ в соотношении (12.33) может изменяться в пределах от 0 (лобовой удар) до 90° ; большие углы невозможны, так как ядро отдачи не в состоянии отскочить назад. Энергия

ядер отдачи при этом изменяется в пределах от своего максимального значения $E_A^{\text{макс}} = \alpha E$ до нуля. Отсюда ясно, что определение максимальной энергии ядра отдачи позволяет определить максимальную энергию нейтронов в исследуемом потоке. Далее, из-за однозначной зависимости E_A от угла рассеяния вероятность приобретения ядром отдачи энергии E_A связана с относительной вероятностью рассеяния нейтрона на угол ψ в системе центра инерции очевидным соотношением

$$W(E_A) dE_A = \frac{\sigma(\psi)}{\sigma} 2\pi \sin \psi d\psi, \quad (12.36)$$

где $\sigma(\psi)$ — дифференциальное сечение рассеяния нейтрона на угол ψ в системе центра инерции, а σ — полное сечение рассеяния. Используя соотношение

$$\sin \frac{\psi}{2} = \cos \varphi \quad (12.37)$$

и формулы (12.33) и (12.36), получаем

$$W(E_A) dE_A = \frac{\sigma(\psi)}{\sigma} \cdot \frac{4\pi}{\alpha E} dE_A. \quad (12.38)$$

Если рассеяние нейтронов изотропно в системе центра инерции, то $\sigma(\psi)/\sigma = 1/4\pi$ и

$$W(E_A) = \frac{1}{\alpha E} \quad (12.39)$$

величина, не зависящая от E_A . Таким образом, при рассеянии нейтрона с энергией E ядро отдачи может приобрести с равной вероятностью любую энергию в указанных выше пределах от 0 до αE , поэтому при облучении детектора монохроматическими нейтронами с энергией E энергетический спектр ядер отдачи получается в виде прямоугольной ступеньки.

Если детектор облучается немонахроматическими нейтронами, энергетический спектр которых описывается некоторой функцией $w(E)$, то появление ядра отдачи с энергией E_A может быть связано с рассеянием нейтрона любой энергии, начиная от E_A/α и выше. Следовательно, вероятность появления ядра отдачи с энергией E_A определяется в данном случае интегралом

$$W(E_A) = \text{const} \int_{E_A/\alpha}^{\infty} \sigma(E) w(E) \frac{dE}{E} \quad (12.40)$$

(рассеяние считается изотропным в системе центра инерции). Дифференцирование получаемого на опыте энергетического распределения $W(E_A)$ позволяет восстановить энергетический спектр

нейтронов:

$$w(E) = \text{const} \frac{E}{\sigma(E)} \frac{dW}{dE_A} \Big|_{E_A = \alpha E}. \quad (12.41)$$

Энергетические распределения протонов отдачи измеряют обычно с помощью наполненных водородом ионизационных камер и счетчиков или сцинтилляционными счетчиками с органическими кристаллами. Первые из них используются обычно при работе с нейтронами не очень высоких энергий (до 1—2 Мэв), когда пробеги протонов отдачи в газе не очень велики, иначе измеряемый спектр будет сильно искажен стеночным эффектом. Для уменьшения влияния стеночного эффекта ионизационные камеры и счетчики наполняют смесью водорода с каким-нибудь сильно тормозящим газом (например, ксеноном) или газом, являющимся химическим соединением водорода с более тяжелыми элементами (одним из таких газов является метан CH_4). С этой же целью стараются наполнять детектор газом под возможно большим давлением, что одновременно способствует повышению эффективности прибора. Тем не менее за счет совместного проявления стеночного и некоторых других эффектов, рассмотренных в гл. 5, амплитудное распределение импульсов при облучении детектора монохроматическими нейтронами оказывается довольно далеким от прямоугольной ступеньки, что ограничивает использование данного метода (рис. 12.9).

Нижний предел измерения энергий нейтронов с помощью ионизационных камер ограничивается шумами радиосхем и фоном импульсов от γ -излучения и оказывается равным примерно 0,1—0,2 Мэв. Однако сравнительно недавно был разработан пропорциональный водородный счетчик особой конструкции (счетчик Беннета), который позволил существенно снизить этот предел. Основной особенностью такого счетчика является использование очень тонких охранных трубок в изоляторах, через которые нить вводится в рабочий объем счетчика. Чем тоньше эти трубки, тем меньше искажения электрического поля около их концов. В качестве вводных трубок в счетчике Беннета применялись иглы для подкожных вливаний диаметром 0,3 мм, тогда как нитью счетчика служила стальная проволока диаметром 0,025 мм, проходящая строго по оси трубок и полностью изолированная от них. Такая

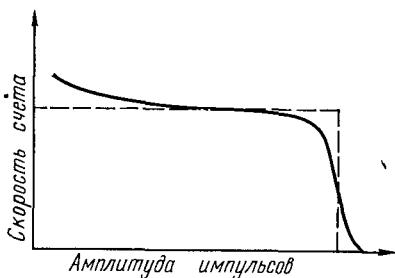


Рис. 12.9. Распределение числа импульсов по амплитудам, полученное от ионизационной камеры, наполненной водородом, при облучении ее монохроматическими быстрыми нейтронами (пунктир — идеальное распределение).

конструкция счетчика позволяет работать при коэффициентах газового усиления до 10^5 , что обеспечивает регистрацию импульсов от протонов с энергиями всего лишь около 1 *кэв* при энергетическом разрешении примерно 60% (в области более высоких энергий разрешение счетчика Беннета значительно лучше — около 10%). Для подавления импульсов от γ -квантов применяется дискриминация по форме импульсов (см. § 11.3).

Сцинтилляционные счетчики с органическими кристаллами отличаются от газонаполненных детекторов большей эффективностью и в связи с более высокой тормозной способностью вещества — практически полным отсутствием стеночного эффекта. Эти особенности сцинтилляционных счетчиков предопределили их широкое применение для измерений спектров нейтронов с более высокими энергиями: от нескольких сот килоэлектронвольт до 10—20 *Мэв*. Однако, как было показано в гл. 7, в сцинтилляционных счетчиках есть другие эффекты, искажающие амплитудное распределение импульсов от протонов отдачи, в результате проявления которых кривая такого распределения, снятая на монохроматических нейтронах, несмотря на введение ряда поправок, также оказывается весьма далекой от прямоугольной ступеньки (см. рис. 7.11). Дифференцирование такой кривой вместо δ -функции дает пик конечной ширины, величина которой и определяет энергетическое разрешение метода. Для кристаллов стибьена размером около 2 см и нейтронов с энергиями от 1 до 15 *Мэв* реально получаемое энергетическое разрешение можно оценить с помощью приближенной формулы

$$\eta = \frac{12}{\sqrt{E}} \%,$$

в которой энергия нейтронов E измеряется в *Мэв*. Следует отметить, что при увеличении размеров кристаллов энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров ухудшается.

Измерения спектров нейтронов очень часто приходится проводить в присутствии фона γ -излучения. Высокая чувствительность сцинтилляционных счетчиков к γ -квантам заставляет в таких случаях прибегать к специальным мерам подавления γ -фона, из которых наиболее эффективной является рассмотренная в гл. 11 дискриминация импульсов по их форме. Степень дискриминации (отношение числа пропущенных разделительной схемой импульсов γ -квантов к полному числу импульсов на входе схемы) сильно зависит от выбранного уровня амплитудного порога. Для иллюстрации приведем соответствующие цифры для одной из подобных схем:

Энергетический порог, <i>Мэв</i>	0,3	0,5	1,5
Степень дискриминации	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-6}$

При этом потери импульсов от нейтронов составляют всего около 20%. Если измеряется спектр быстрых нейтронов и без особого ущерба может быть установлен достаточно высокий порог, то получаемая степень дискриминации $2 \cdot 10^{-6}$ означает возможность проводить измерения в таких условиях, когда γ -квантов в 10^5 раз больше, чем нейтронов (при этом, правда, в числе зарегистрированных импульсов окажется около 20% импульсов от γ -квантов, но столь малый эффект всегда можно учесть). Однако большая загрузка входа электронной схемы импульсами от γ -квантов накладывает ограничения на общую скорость счета. Опыт показывает, что в большинстве разделительных схем управляющий канал перестает работать при поступлении на него больше $(1 \div 4) \times 10^4$ *имп/сек*. Следовательно, если измерения проводятся в поле, в котором на один нейтрон приходится 10^4 γ -квантов, то максимальная скорость счета нейтронов не может быть поднята выше $1 \div 4$ *имп/сек*, т. е. при измерении спектра 100-канальным амплитудным анализатором средняя скорость счета в одном канале равна $0,01 \div 0,04$ *имп/сек*. Очевидно, что при таких условиях для набора количества импульсов, достаточного для получения необходимой точности результатов (см. ниже), измерения одного спектра приходится вести в течение многих часов или даже суток, что предъявляет весьма высокие требования к стабильности детекторов и электронной аппаратуры. В некоторых случаях весьма полезным может оказаться применение фильтров из свинца или висмута. Такие фильтры почти не искажают спектр нейтронов (при энергиях ниже порогов неупругого рассеяния) и незначительно снижают интенсивность пучка нейтронов, зато во много раз уменьшают интенсивность γ -излучения. Это позволяет выбором параметров детектора и места его расположения значительно поднять скорость счета нейтронов.

Сравнительно невысокое энергетическое разрешение метода протонов отдачи приводит к тому, что его применяют в основном для измерения непрерывных и относительно гладких спектров нейтронов, например спектров нейтронов, выходящих из активных зон отражателей и защит быстрых реакторов. Тем не менее этим методом в отдельных случаях удавалось измерить и более сложные спектры, например спектры различных нейтронных источников типа Ra — Be, Po — Be и других (см. гл. 1).

Необходимость дифференцирования спектров ядер отдачи заставляет выполнять эксперимент с высокой статистической точностью. Если о спектре нейтронов заранее ничего не известно, а энергетическое разрешение детектора ядер отдачи меньше ширины канала амплитудного анализатора, то операцию дифференцирования приходится выполнять поочередным вычитанием количеств импульсов, зарегистрированных каждым двумя соседними каналами:

$$\left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i = \frac{N_{i+1} - N_i}{\Delta a}, \quad (12.42)$$

где Δa — ширина одного канала анализатора. Если числа N_{i+1} и N_i отличаются в среднем на 4%, а требуется измерить величину dW/dE_A с точностью 10%, то точность измерения каждого из чисел N_k должна быть $(0,04/2) \cdot 0,1 = 0,002$ (0,2%), что требует набора около 25 000 импульсов в каждом канале. Однако если спектр нейтронов не имеет резких особенностей (пигов, провалов и т. п.), а ширина спектральной линии детектора охватывается несколькими каналами анализатора, то нет оснований ожидать существенного изменения счета не только от канала к каналу, но даже и в пределах нескольких соседних каналов. В этом случае при дифференцировании спектра протонов отдачи можно сгладить показания соседних каналов анализатора, что существенно, понижает требования к статистической точности опыта. Известно несколько способов такого сглаживания. Например, можно находить производную для каждого i -канала анализатора как производную параболы, проведенной методом наименьших квадратов через 5 соседних точек: N_{i-2} , N_{i-1} , N_i , N_{i+1} и N_{i+2} . При этом

$$\left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i = \frac{-2N_{i-2} - N_{i-1} + N_{i+1} + 2N_{i+2}}{10\Delta a}. \quad (12.43)$$

Если считать, что ошибка в числе импульсов, зарегистрированных каждым каналом анализатора, целиком сводится к статистической: $\Delta N_k = \sqrt{N_k}$, то среднеквадратичная ошибка в величине производной

$$\Delta \left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i = \frac{1}{10\Delta a} \sqrt{4N_{i-2} + N_{i-1} + N_{i+1} + 4N_{i+2}}. \quad (12.44)$$

Для оценки требуемой точности применительно к условиям приведенного выше примера можно в первом приближении считать, что все $N_k = N_i$. Тогда

$$\Delta \left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i = \frac{1}{\Delta a} \sqrt{\frac{N_i}{10}},$$

и так как $dW/dE_A \sim 0,04N_i/\Delta a$ и мы хотим, чтобы

$$\Delta \left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i / \left(\frac{dW}{dE_A} \right)_i = 0,1,$$

то

$$\frac{1}{0,04\sqrt{10N_i}} = 0,1,$$

откуда требуемое число отсчетов в каждом канале анализатора равно всего лишь 6250, что в 4 раза меньше, чем требовалось бы без операции сглаживания.

§ 12.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Общая схема метода. Экзотермические реакции с вылетом заряженных частиц типа (n, p) и (n, α) можно использовать для определения энергии нейтронов по энергии вторичных частиц. Если $A(n, b)B$ -реакция происходит под действием медленного нейтрона, кинетической энергией которого можно пренебречь, то суммарная энергия продуктов реакции (частицы b и ядра B) равна энергии реакции Q . Поскольку в газовых ионизационных камерах и пропорциональных счетчиках количество возникающих пар ионов определяется выделившейся суммарной энергией, амплитуда сигнала оказывается пропорциональной Q . Если же $A(n, b)B$ -реакция происходит под действием быстрого нейтрона, то энергия последнего E добавляется к величине Q , в результате суммарная ионизация и амплитуда сигнала оказываются пропорциональными $Q + E$. Таким образом, разность амплитуд сигналов от реакций, вызываемых медленными и быстрыми нейтронами, пропорциональна энергии последних, что и предопределяет возможность проведения спектрометрических измерений. При этом стоит подчеркнуть, что в отличие от метода ядер отдачи в данном методе амплитуды сигналов от нейтронов с одинаковой энергией имеют одну и ту же величину, в результате на много упрощается интерпретация получаемых в ходе опыта результатов.

Выбор рабочих веществ. Для спектрометров описываемого типа рабочие вещества выбираются из следующих условий:

1) на ядрах выбираемого вещества должна идти только одна экзотермическая реакция с вылетом заряженных частиц, так как в противном случае амплитудный спектр импульсов окажется очень сложным и его трудно будет интерпретировать;

2) сечение реакции должно быть достаточно большим в широком интервале энергий нейтронов, начиная от самых медленных и кончая нейтронами с энергиями порядка нескольких мегаэлектронвольт. Очевидно, что это условие лучше всего выполняется в области легких ядер, так как в тяжелых ядрах высокие кулоновские барьеры затрудняют вылет заряженных частиц, поэтому относительные вероятности реакций рассматриваемого типа оказываются невысокими;

3) зависимость сечения реакции от энергии нейтронов должна быть как можно проще, без резких пиков и провалов, в противном случае расшифровка получаемых данных будет сильно затруднена;

4) энергия реакции Q не должна быть очень большой, так как при меньших ее значениях легче получить более высокое энергетическое разрешение. В самом деле, отношение амплитуд сигналов от нейтронов с энергиями E_1 и E_2 равно $(Q + E_1)/(Q + E_2)$. При $Q \rightarrow \infty$ это отношение стремится к единице, т. е. сигналы от нейтронов разной энергии становятся неразличимыми, тогда

как при $Q \rightarrow 0$ отношение сигналов стремится к своему максимальному значению, равному E_1/E_2 . Можно применять также и эндотермические реакции, но при этом, естественно, оказывается возможным измерять спектр нейтронов лишь в области энергий $E \geq E_{\text{пор}}$. Поэтому, если желательно измерять спектры нейтронов, начиная с малых энергий, то приходится использовать экзотермические реакции с небольшими Q . Правда, при очень малых значениях Q сигналы от медленных нейтронов настолько малы, что их становится трудно регистрировать. Лучше всего, чтобы Q имело величину порядка 0,1—1 Мэв. При $Q = 0,5$ Мэв различие сигналов от медленных нейтронов и нейтронов с энергией 100 кэв составляет 20%, тогда как при $Q = 5$ Мэв это различие равно всего 2%;

5) химические и технологические свойства рабочего вещества позволяют изготовить детектор, в котором энергию обеих частиц — продуктов реакции — можно измерить с высоким энергетическим разрешением и высокой эффективностью. Лучше всего, если рабочее вещество можно ввести непосредственно в газ ионизационной камеры или счетчика либо в состав сцинтиллирующего кристалла. Использование слоев вещества на стенках камеры хотя и допустимо, но нежелательно, так как ионизационные потери энергии в слое всегда будут приводить к ухудшению энергетического разрешения метода.

Как оказалось, всем этим требованиям удовлетворяет весьма ограниченное число веществ. Свойства некоторых из них даны в табл. 12.3. Ниже кратко рассмотрим применение каждого из этих веществ для целей нейтронной спектрометрии.

Таблица 12.3

Некоторые (n, p) - и (n, α) -реакции, используемые для регистрации медленных нейтронов

Реакция	Содержание исходного изотопа в естественной смеси, %	Энергия реакции, Мэв	Сечение реакции для тепловых нейтронов, барн
$\text{He}^3 (n, p) \text{H}^3$	0,000137	0,764	5327
$\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{H}^3$	7,52	4,786	945
$\text{B}^{10} (n, \alpha) \text{Li}^7$	19,61	2,790	3837
$\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$	99,63	0,626	1,81
$\text{Ne}^{21} (n, \alpha) \text{O}^{18}$	0,257	0,700	< 90

Гелий-3. Обычно He^3 используется в ионизационных камерах и счетчиках. Возможно также его применение в газовых сцинтилляционных счетчиках высокого давления. Химические свойства He^3 как благородного газа позволяют легко очищать его от любых посторонних примесей, что обеспечивает высокое качество ионизационных детекторов, работающих на электронном собирании.

Первоначально He^3 был применен для целей нейтронной спектрометрии в цилиндрических пропорциональных счетчиках. Несколько позднее были разработаны малогабаритные сферические ионизационные камеры, конструкция которых схематически изображена на рис. 12.10. В отличие от пропорциональных счетчиков такие камеры имели изотропную чувствительность и благодаря

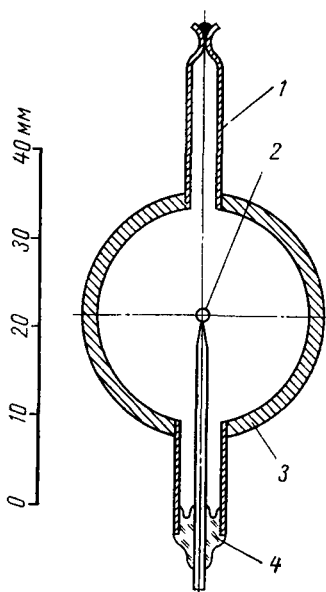


Рис. 12.10. Малогабаритная сферическая ионизационная камера для измерения спектров нейтронов с помощью реакции $\text{He}^3(n, p)\text{T}$:

1 — трубка для заполнения камеры; 2 — собирающий электрод; 3 — корпус; 4 — изолятор.

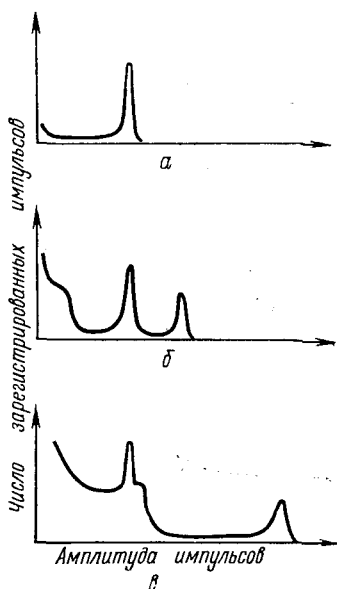


Рис. 12.11. Распределения импульсов по амплитудам, полученные при облучении камеры, изображенной на рис. 12.10, нейтронами различных энергий:

а — тепловые нейтроны; б — $E \approx 400$ кэВ и в — $E \approx 1,2$ МэВ.

своим малым размерам могли применяться в опытах в так называемой сферической геометрии (см. гл. 14) и при измерениях спектров нейтронов в каналах ядерных реакторов.

Спектр импульсов, возникающих в ионизационной камере или счетчике с He^3 под действием медленных (тепловых) нейтронов, показан на рис. 12.11, а. Основная часть импульсов с почти одинаковыми амплитудами образует пик, от которого влево тянется «хвост» импульсов с меньшими амплитудами, появление которых связано со стеночным эффектом. Ширина основного пика определяется индукционным эффектом, эффектом рекомбинации ионов и шумами радиосхемы; последние приводят также к резкому подъему кривой вблизи оси ординат.

При облучении камеры нейтронами более высокой энергии правее пика от тепловых нейтронов появляется второй пик (см. рис. 12.11, б). Расстояние между пиками, как отмечалось выше, пропорционально энергии нейтронов E , тогда как абсцисса теплового пика пропорциональна $Q = 0,764 \text{ Мэв}$. Это позволяет по наблюдаемому спектру импульсов сразу определить энергию нейтронов. Так, если первый пик лежит (с учетом порога) в районе 76-го канала амплитудного анализатора, а второй — в районе 126-го канала, то можно утверждать, что камера облучается нейтронами с энергией около $0,5 \text{ Мэв}$.

В левой части кривой на рис. 12.11, б видна широкая ступенька, появление которой связано с упругим рассеянием нейтронов на ядрах He^3 . Максимальная энергия ядра отдачи, соответствующая лобовому столкновению нейтрона с ядром, может быть найдена из соотношения (12.33) при значении $\cos \varphi = 1$. В частности для ядер He^3 $E_A = 3/4E$. При $E < 1 \text{ Мэв}$ $E_A < 0,75 \text{ Мэв}$ и ступенька от ядер отдачи лежит левее пика импульсов от $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ -реакции, вызываемой даже самыми медленными нейтронами. Если же $E > 1 \text{ Мэв}$, то импульсы от ядер отдачи появляются правее пика от медленных нейтронов (см. рис. 12.11, в), т. е. в той области амплитуд, где возможно появление импульсов от $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ -реакции на быстрых нейтронах. При регистрации монохроматических нейтронов это обстоятельство не очень сильно мешает измерениям, но в случае регистрации нейтронов нескольких групп или нейтронов с непрерывным энергетическим спектром могут возникнуть серьезные трудности при расшифровке получаемых на опыте амплитудных распределений импульсов. Восстановление спектра нейтронов из измеряемых амплитудных распределений осуществляется аналогично тому, как это делается при измерениях спектров γ -квантов (см. гл. 11). Данная операция облегчается тем, что эффективное сечение реакции $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ очень плавно меняется с энергией нейтронов, оставаясь вплоть до энергий примерно 100 кэв обратно пропорциональным скорости нейтронов v .

Все же наложение друг на друга амплитудных распределений импульсов от ядер отдачи и от $\text{He}^3(n, p) \text{H}^3$ -реакции существенно затрудняет интерпретацию получаемых результатов, поэтому спектрометр с He^3 применяется обычно лишь в таких случаях, когда основная часть измеряемого спектра нейтронов лежит в области энергий ниже 1 Мэв .

Энергетическое разрешение данного метода измерений определяется шириной спектрального пика: две группы импульсов могут быть надежно разделены, если разность наиболее вероятных амплитуд импульсов в них $a_1 - a_2$ превышает ширину спектрального пика на половине высоты. При регистрации медленных нейтронов сферической камерой отношение $\Delta a/a$ составляет около 8%; так как $a \sim Q$, то данному разбросу амплитуд импульсов можно поставить в соответствие неопределенность измерения

энергии нейтронов $0,08Q \approx 60$ кэв. Отсюда, в частности, следует, что спектрометр с He^3 применяют для измерения энергии нейтронов лишь выше 60—100 кэв. С увеличением энергии нейтронов ширина спектрального пика растет, но не очень быстро, так как вклады в разброс импульсов шумов радиосхемы, импульсов от γ -квантов и от β -частиц при распаде трития не зависят от энергии нейтронов. В результате даже при энергии нейтронов около 4 Мэв разрешение оказывается достаточным для многих измерений, однако сильное увеличение стеночного эффекта приводит к тому, что основная доля импульсов попадает в «хвост» и площадь спектрального пика получается относительно небольшой. Это также затрудняет применение спектрометра с He^3 для измерений при высоких энергиях нейтронов.

Примером использования спектрометра нейтронов с He^3 являются рассмотренные в следующей главе опыты по измерению сечений неупругого рассеяния нейтронов.

Литий-6. Этот изотоп приобретает все более широкое распространение для регистрации нейтронов в сцинтилляционных счетчиках с кристаллами $\text{Li}^6\text{I}(\text{Eu})$, однако для спектрометрических измерений его применение вряд ли целесообразно. В самом деле, большое значение Q и относительно низкое собственное разрешение сцинтилляционных счетчиков не позволяют надеяться на достижение в области низких энергий лучшей точности измерений, чем с ошибкой $\Delta E \approx 0,5$ Мэв. На значительно более высокую точность можно рассчитывать с применением лития в полупроводниковых счетчиках, однако небольшие размеры счетчиков и неизбежно тонкие слои лития на их поверхности, а также низкие концентрации лития в Ge — Li-счетчиках неизбежно приводят к их очень низкой эффективности. В наполненных газом ионизационных камерах и счетчиках литий можно использовать только в виде твердых покрытий, что также делает их непригодными для спектрометрических целей.

Бор-10. В ионизационных камерах и счетчиках, предназначенных для регистрации нейтронов, бор может применяться как в виде твердого покрытия, так и в виде газообразного соединения BF_3 . Для спектрометрических целей последний вариант лучше, так как в нем нет разброса энергий частиц за счет торможения в слое вещества.

С первого взгляда может показаться, что применение BF_3 , несмотря на более высокое значение Q , имеет даже преимущества перед He^3 , поскольку из-за больших значений A и Q помехи от ядер отдачи при упругом рассеянии должны сказываться значительно меньше. Однако, хотя BF_3 и используется широко для обычной регистрации нейтронов, для спектрометрических измерений использовать его очень трудно. При реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ конечное ядро Li^7 может образоваться как в основном, так и в первом возбужденном состоянии. В последнем случае часть энергии «застревает» в ядре в виде энергии возбуждения ($\sim 0,48$ Мэв),

поэтому суммарная энергия заряженных частиц оказывается на соответствующую величину меньше (2,3 Мэв вместо 2,78 Мэв). На рис. 12.12 показан спектр импульсов от борного пропорционального счетчика, облучаемого медленными нейтронами. На нем видны два хорошо разделяющихся пика от реакций $B^{10}(n, \alpha)Li$ и $B^{10}(n, \alpha)Li^{*}$, причем в основном состоянии ядро Li^7 образуется всего лишь приблизительно в 6% случаев. При увеличении энергии падающих на счетчик нейтронов оба пика будут смещаться

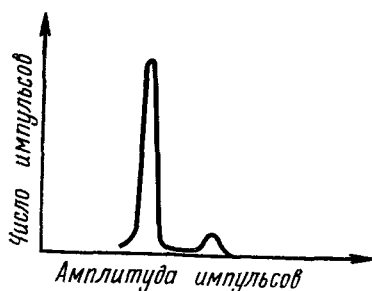


Рис. 12.12. Амплитудное распределение импульсов от пропорционального счетчика с BF_3 , облучаемого медленными нейтронами.

в сторону больших амплитуд. В принципе по величине этого смещения можно определять энергию нейтронов (аналогично тому, как это делается при работе с гелиевыми счетчиками), однако наличие двух спектральных пиков вместо одного очень сильно усложняет наблюдаемую картину. Кроме того, вероятность образования ядра Li^7 в основном состоянии не остается постоянной при изменении энергии нейтронов: она сначала увеличивается до значения 0,7 при энергии нейтронов 1,8 Мэв, а затем опять падает до 0,5 при $E=2,5$ Мэв.

Все это сильно затрудняет обработку результатов спектрометрических измерений с борными счетчиками, в результате такие измерения в настоящее время практически не проводятся, хотя в прошлом, до широкого внедрения He^3 , отдельные попытки и были.

Азот-14. Использованию N^{14} для спектрометрических целей препятствуют малая величина сечения и сложный характер его энергетической зависимости.

Неон-21. Свойства этого изотопа почти не изучены. Известно, что нейтроны должны вызывать на его ядрах экзотермическую реакцию $Ne^{21}(n, \alpha)O^{18}$; на тепловых нейтронах эта реакция обнаружена и оценен верхний предел ее сечения. Если на быстрых нейтронах величина сечения этой реакции окажется достаточно большой, а ее зависимость от энергии нейтронов достаточно плавной, то $Ne^{21}(n, \alpha)O^{18}$ -реакция сможет оказаться очень удобной для регистрации нейтронов вплоть до энергий около 4 Мэв. Исследованию данной реакции до сего времени мешало то, что хотя Ne^{21} содержится в природном неоне в заметном количестве (0,257%), но он «зажат» с обеих сторон весьма распространенными Ne^{20} (90,9%) и Ne^{22} (8,8%), что в значительной степени затрудняет его выделение.

Подводя итог всему сказанному, можно констатировать, что в настоящее время из всех возможных реакций с вылетом заряженных частиц наиболее широко применяется реакция $He^3(n, p)H^3$

и что камеры и счетчики с He^3 могут во многих случаях дать весьма полезные сведения о спектрах нейтронов, несмотря на ограниченность допустимого интервала энергий.

§ 12.4. МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

12.4.1. Принципиальные основы метода

Основные соотношения. Энергию нейтрона можно легко найти, если известна его скорость, причем в области энергий до нескольких десятков мегаэлектронвольт вполне удовлетворительную точность расчета обеспечивает нерелятивистское соотношение $E = mv^2/2$. В свою очередь, скорость нейтрона можно определить, измерив время пролета им некоторого фиксированного расстояния. Основанный на таком подходе метод измерения энергий нейтронов получил название *метода времени пролета*. В настоящее время этот метод широко применяется для измерения энергий не только нейтронов, но и некоторых других частиц.

Чтобы измерить время пролета нейтроном заданного отрезка, называемого обычно *пролетной базой*, необходимо точно зафиксировать моменты прохождения им начала и конца пути. Последний легко можно определить по появлению импульса в детекторе, расположенном на конце пролетной базы. Момент начала движения можно определить или по появлению импульса в установленном рядом с источником нейтронов детекторе от сопутствующей рождению нейтрона заряженной частицы, или по импульсу от протона отдачи в водородном счетчике, или по времени «вспышки» в импульсном источнике нейтронов. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. Так, метод с использованием водородного счетчика очень прост, однако изменение характеристик движения нейтрона при рассеянии и низкая эффективность водородного рассеивателя делают этот метод не очень удобным. Если нейтроны возникают при $\text{D}(d, n)\text{He}^3$ -реакции, протекающей на мишени ускорителя, то момент вылета нейтрона можно фиксировать регистрацией ядра отдачи He^3 . В некоторых случаях одновременно с нейтроном возникают γ -кванты, которые также легко зарегистрировать расположенным рядом с мишенью счетчиком. Совершенно очевидно, что интенсивность выхода нейтронов во всех таких случаях не должна быть очень высокой, так как нейтрон должен успеть долететь до детектора и зарегистрироваться в нем до того, как первый детектор зафиксирует возникновение следующего нейтрона. Принципиально иной метод основан на применении импульсного источника нейтронов. В таком источнике нейтроны появляются только в течение коротких интервалов времени Δt_n , разделенных гораздо более длительными периодами «молчания» T (рис. 12.13). Частоту следования нейтронных вспышек выбирают с таким расчетом, чтобы самые медленные нейтроны успевали долететь до детектора раньше, чем в него попадут быстрые

нейтроны от следующей вспышки. В противном случае медленные нейтроны от предыдущих вспышек, называемые обычно рециклическими, приведут к появлению нежелательного фона, затрудняющего анализ получаемых результатов *.

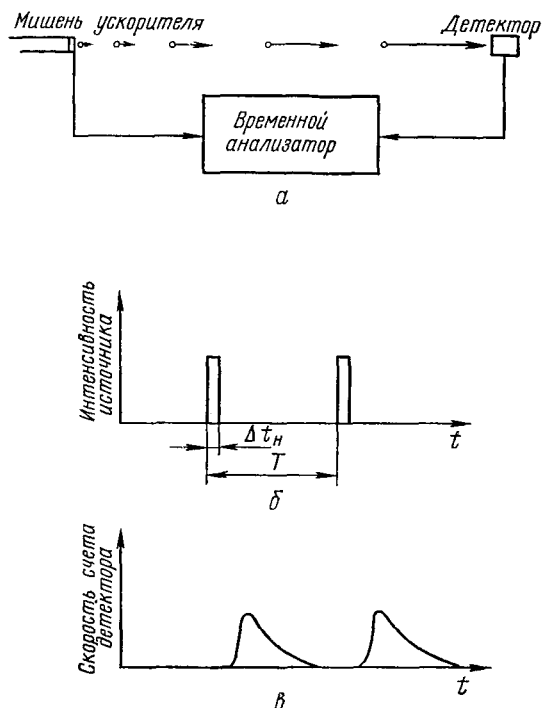


Рис. 12.13. Измерения методом времени пролета с использованием импульсного источника:

а — схема опыта; б — распределение во времени вспышек источника; в — распределение во времени импульсов в детекторе.

Одновременно с появлением нейтронной вспышки запускается временной анализатор, на который затем начинают поступать импульсы от детектора нейтронов. В зависимости от времени запаздывания импульсы детектора будут регистрироваться теми или иными каналами анализатора. Поэтому, определив в конце опыта количество импульсов, которое зарегистрировано каждым

* Это условие невозможно удовлетворить, если спектр нейтронов начинается от нуля, ибо нейтроны с нулевой скоростью должны были бы пролетать любой отрезок конечной длины за бесконечно большое время. Однако в реальных случаях выбором достаточно больших интервалов между вспышками и применением различных фильтров удается создать такие условия, когда интенсивность рециклических нейтронов оказывается пренебрежимо малой и может быть учтена вместе с фоном от других источников.

каналом, можно построить кривую распределения нейтронов по времени пролета, которую затем нетрудно пересчитать в распределение по энергиям, найдя тем самым энергетический спектр нейтронов источника. Связь между энергией E , скоростью v и временем t пролета нейтроном базы l выражается элементарными соотношениями:

$$E = \frac{mv^2}{2}, \quad v = \frac{l}{t}, \quad E = \frac{ml^2}{2t^2}.$$

Если выражать энергию в эв, скорость — в м/сек, длину пролетной базы — в м и время пролета — в мксек, то эти и обратные им соотношения примут следующий вид, весьма удобный при проведении различных расчетов:

$$E = 5,226 \cdot 10^{-9} \cdot v^2 = \frac{5226l^2}{t^2}, \quad (12.45)$$

$$v = 10^6 \frac{l}{t} = 1,383 \cdot 10^4 \sqrt{E}, \quad (12.46)$$

$$t = 10^6 \frac{l}{v} = \frac{72,3l}{\sqrt{E}}. \quad (12.47)$$

Для наглядности зависимость между величинами E и t для разных значений l представлена на рис. 12.14. Нелинейный характер этой зависимости приводит к тому, что функция $\varphi(t)$, описывающая распределение регистрируемых импульсов во времени, сильно отличается от функции распределения импульсов в энергетической шкале $F(E)$. Связь функций $\varphi(t)$ и $F(E)$ определяется соотношением

$$\varphi(t) dt = F(E) dE. \quad (12.48)$$

Используя (12.47), получаем эту связь в более удобном виде

$$F(E) = 0,955 \cdot 10^{-4} t^3 \varphi(t). \quad (12.49)$$

При этом необходимо помнить, что большим значениям энергии нейтронов E соответствуют меньшие значения времени пролета t . Взаимосвязь временных и энергетических распределений импульсов, определяемая последним соотношением, проиллюстрирована несколькими примерами на рис. 12.15. После того как измеренное на опыте распределение $\varphi(t)$ пересчитано в энергетическую шкалу, для определения спектра нейтронов $F(E)$ остается учесть зависимость эффективности детектора нейтронов от их энергии:

$$F(E) = \epsilon(E) \Phi(E). \quad (12.50)$$

Энергетическое разрешение. Точность измерения энергии нейтронов рассматриваемым методом определяется точностью изме-

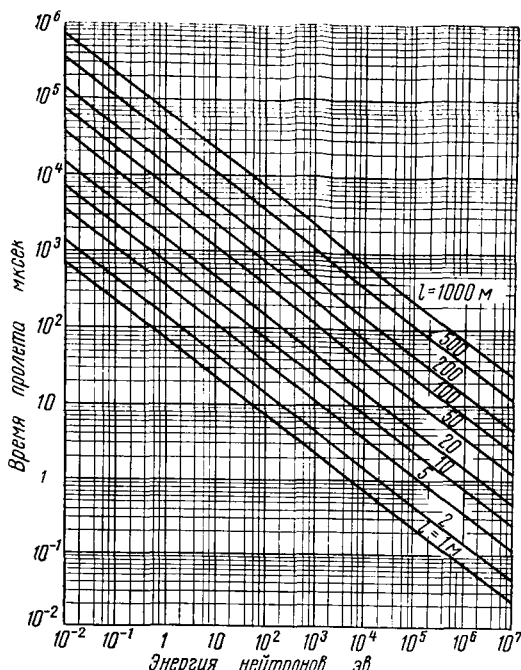


Рис. 12.14. Зависимость времени пролета t от энергии нейтронов E для различных длин пролетной базы l .

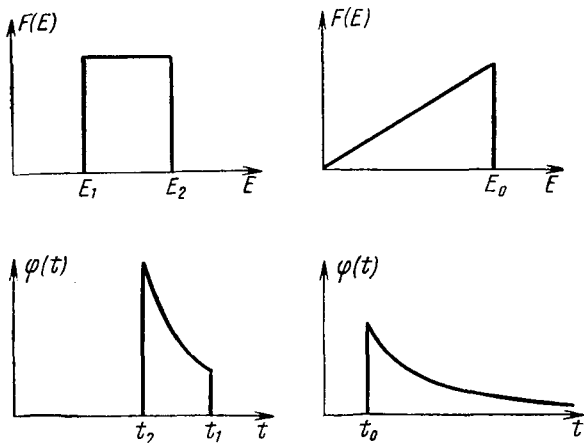


Рис. 12.15. Сопоставление двух энергетических спектров нейтронов (верхние графики) с соответствующими им временными распределениями импульсов в детекторе.

рения времени пролета t , поскольку величина l в большинстве случаев может быть измерена практически сколь угодно точно. В свою очередь, неопределенность измерения величины t определяется:

- 1) конечной длительностью нейтронной вспышки Δt_n ;
- 2) шириной канала временного анализатора Δt_a ;
- 3) разбросом интервалов времени между попаданием нейтронов в детектор и появлением электрического импульса Δt_d ;
- 4) разрешающим временем регистрирующей электронной аппаратуры Δt_a ;
- 5) погрешностью в выработке стартового импульса, запускающего временной анализатор Δt_c .

Все эти погрешности, имеющие в разных установках различные абсолютные величины и относительные значения, складываются по тому или иному закону в общую неопределенность измерения времени пролета Δt , которая и определяет разрешение метода. Если все Δt_i являются независимыми, то

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_n^2 + \Delta t_a^2 + \dots} \quad (12.51)$$

Очевидно, что ширину канала анализатора Δt_a нет смысла делать много меньше длительности нейтронной вспышки Δt_n , так как это мало отразится на повышении точности метода, зато снизит число регистрируемых каналом импульсов и, стало быть, уменьшит статистическую точность. Если считать, что значение остальных факторов пренебрежимо мало, и ширину канала выбрать равной длительности вспышки $\Delta t_n = \Delta t_a$, то

$$\Delta t \approx \sqrt{2} \Delta t_n. \quad (12.52)$$

Иногда для оценок пользуются еще более простым выражением:

$$\Delta t \approx \frac{\Delta t_n + \Delta t_a}{2} = \Delta t_n. \quad (12.53)$$

Дифференцирование соотношения (12.45) позволяет установить связь относительной погрешности измерения энергии с неопределенностью измерения времени пролета:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,78 \sqrt{E} \cdot \frac{\Delta t}{l} (\%). \quad (12.54)$$

Из этого весьма важного соотношения вытекает, что энергетическое разрешение определяется отношением $\Delta t/l$, которое для каждой конкретной установки имеет вполне определенное значение. Далее, из этого же выражения видно, что относительная точность измерения энергии не остается постоянной, ухудшаясь с ростом энергии примерно $\sqrt{E}$. Поэтому энергетическое разрешение установок, работающих по методу времени пролета, характеризуют обычно не в величинах $\Delta E/E$, а прямо в значениях $\Delta t/l$,

измеряемых в $\mu\text{сек}/\text{м}$ (или $\text{нсек}/\text{м}$). Зная для данной установки значение $\Delta t/l$, можно легко найти обеспечиваемое ею разрешение для любой интересующей нас энергии с помощью соотношения (12.54) или по графикам, приведенным на рис. 12.16.

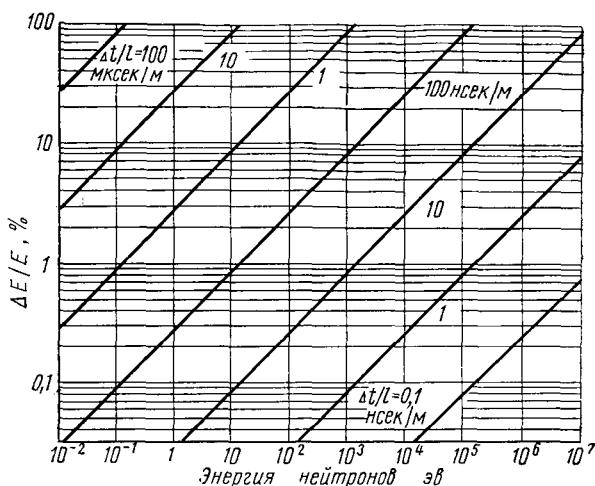


Рис. 12.16. Зависимость энергетического разрешения $\Delta E/E$ от энергии нейтронов E и величины $\Delta t/l$.

Интенсивность счета нейтронов. При подготовке и проведении измерений экспериментатора всегда интересует, сколько импульсов в единицу времени будет регистрироваться в среднем каждым каналом временного анализатора. Эта величина зависит от целого ряда обстоятельств: числа возникающих нейтронов, частоты повторения нейтронных вспышек, длины пролетной базы, эффективности детектора и других; кроме того, она может сильно меняться от канала к каналу в пределах одного спектра. Поэтому оценка скорости счета детекторов всегда является одним из важнейших и в то же время труднейших этапов расчета планируемого опыта.

Рассмотрим случай, когда точечный импульсный источник дает n вспышек в 1 сек, причем в каждой вспышке рождается q_E нейтронов с энергетическим спектром, описываемым функцией $f(E)$. На функцию $f(E)$ наложим условие нормировки

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1. \quad (12.55)$$

При этом число нейтронов с энергиями от E до $E + dE$, испускаемых источником в течение одной вспышки,

$$dq = q_E f(E) dE. \quad (12.56)$$

Поток нейтронов с энергией E на детектор

$$\Phi(E) = \frac{q_{\text{в}} f(E) \cdot n}{4\pi l^2} \quad (12.57)$$

и число регистрируемых детектором в 1 сек импульсов в соответствующем интервале

$$\Delta N = s F(E) \Delta E = s \varepsilon(E) \Phi(E) \Delta E = s \varepsilon(E) \frac{q_{\text{в}} f(E) n}{4\pi l^2} \Delta E, \quad (12.58)$$

где s — площадь детектора; $\varepsilon(E)$ — его эффективность. Используя (12.45), можно перейти от интервала энергий ΔE к интервалу времени, в течение которого производится регистрация импульсов каждым каналом анализатора Δt_a :

$$\Delta E = 2,78 \cdot 10^{-2} E^{3/2} \frac{\Delta t_a}{l}, \quad (12.59)$$

откуда число импульсов, регистрируемых одним каналом временного анализатора в единицу времени,

$$\Delta N = 2,21 \cdot 10^{-3} q_{\text{в}} \varepsilon(E) f(E) E^{3/2} \frac{n s}{l^3} \Delta t_a. \quad (12.60)$$

Из этого соотношения вытекает, что при постоянной ширине канала Δt_a скорость счета в канале пропорциональна l^{-3} , так как помимо геометрического фактора l^{-2} увеличение l приводит к пропорциональной растяжке спектра импульсов во времени на большее число каналов, что уменьшает счет в каждом канале еще в l раз. При большой частоте следования импульсов увеличение пролетной базы может потребовать пропорционального уменьшения n , чтобы исключить появление рециклических нейтронов. В этом случае ΔN окажется в целом пропорционально l^{-4} .

Следует отметить, что в тех случаях, когда площадь детектора больше площади хорошо сфокусированного пучка, общая интенсивность счета не зависит от расстояния, а скорость счета в канале оказывается пропорциональной l^{-1} (а не l^{-3}) только за счет временной растяжки спектра. В этом случае, естественно, имеются большие возможности для повышения разрешающей способности установки увеличением l , однако хорошая коллимация неизбежно приводит к сильному уменьшению общей интенсивности пучка.

Критерии для сравнения качества установок, работающих по методу времени пролета. Удаляя детектор на все большее расстояние от импульсного источника, можно получить сколь угодно высокое энергетическое разрешение. Однако, как следует из полученных выше соотношений, при этом очень быстро будет снижаться скорость счета. Поэтому ни длина пролетной базы, ни связанная с ней величина $\Delta t/l$ не могут быть приняты в каче-

стве критерия для сравнения различных установок. В равной степени не годится на эту роль и число нейтронов, создаваемых в одной вспышке q_v или в течение 1 сек $Y = q_v n$. Целесообразно выбрать в качестве критерия такую величину, которая позволила бы сравнивать скорости счета в канале при одинаковом энергетическом разрешении (или разрешения, достижимые при одинаковых скоростях счета).

Рассмотрим две установки, источники которых дают нейтроны с одинаковыми энергетическими спектрами. Скорости счета в каналах, соответствующих одной и той же энергии нейтронов, будут, согласно (12.60), удовлетворять следующему соотношению:

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \frac{q_1 n_1}{q_2 n_2} \cdot \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} \cdot \frac{l_2^3}{l_1^3} = \frac{Y_1}{Y_2} \cdot \frac{\Delta t_2^2}{\Delta t_1^2} \cdot \frac{\Delta t_1^3}{l_1^3} \cdot \frac{l_2^3}{\Delta t_2^3} \quad (12.61)$$

(детекторы также считаются одинаковыми). Если длины пролетных баз выбрать с таким расчетом, чтобы установки давали равные разрешения (в $\mu\text{сек}/\text{м}$):

$$\frac{\Delta t_1}{l_1} = \frac{\Delta t_2}{l_2},$$

то соотношение (12.61) может быть приведено к виду

$$\Delta N_1 / \Delta N_2 = \left(\frac{Y_1}{\Delta t_1^2} \right) / \left(\frac{Y_2}{\Delta t_2^2} \right). \quad (12.62)$$

Напротив, если длины пролетных баз выбрать так, чтобы получить одинаковые скорости счета, то из того же соотношения (12.61) вытекает:

$$\frac{\Delta t_1}{l_1} / \frac{\Delta t_2}{l_2} = \sqrt[3]{\frac{Y_2}{\Delta t_2^2} / \frac{Y_1}{\Delta t_1^2}}. \quad (12.63)$$

Из приведенного рассмотрения следует, что в качестве искомого критерия для сравнения установок, работающих по методу времени пролета, удобно выбрать величину $Y/\Delta t^2$. Отсюда же вытекает целесообразность уменьшения длительности нейтронной вспышки Δt_n (напомним, что $\Delta t \sim \Delta t_n$) даже ценой снижения числа нейтронов во вспышке q_v . В самом деле, пусть источник обеспечивает в течение вспышки постоянную интенсивность выхода нейтронов y . В этом случае $q_v = y \Delta t_n$. Уменьшение Δt_n , например, в 2 раза во столько же раз снизит q_v ; еще в 2 раза уменьшит скорость счета соответствующее уменьшение Δt_a . Зато при этом для получения прежнего разрешения можно будет в 2 раза сократить l и T , что дает выигрыш в скорости счета в $2^3 = 8$ раз. В результате скорость счета в канале не только не уменьшится, а напротив, в 2 раза возрастет, в результате установка станет только лучше. Поэтому на протяжении всего периода развития метода времени

пролета наблюдалось стремление к сокращению длительности нейтронных вспышек при соответствующем усовершенствовании регистрирующей аппаратуры: если в первых установках длительность импульсов измерялась десятками микросекунд, и на них удавалось измерять спектры только в области очень малых энергий нейтронов (все быстрые нейтроны попадали в один канал), то в настоящее время существуют установки с длительностью импульсов порядка одной наносекунды, позволяющие проводить измерения вплоть до энергий нескольких мегаэлектронвольт.

12.4.2. Установки, работающие по методу времени пролета

В настоящее время существует много типов установок, которые предназначены для измерения спектров нейтронов методом времени пролета и различаются главным образом характеристиками источников нейтронов, а также видами применяемых детекторов. В каждом интервале энергий используются определенные разновидности таких установок, характеризующиеся своими специфическими особенностями. Условно можно разбить нейтроны на три основных интервала энергий: тепловые ($E < 0,4$ эв), промежуточные ($0,4$ эв $< E < 10$ кэв) и быстрые ($E > 10$ кэв).

А. ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

Механический селектор. Для измерений спектров медленных нейтронов, выходящих, например из блоков замедлителей или отражателей тепловых реакторов, непрерывный пучок нейтронов перекрывается непрозрачным затвором. Этот затвор открывается лишь на короткие по сравнению с длительностью пролета нейтронов интервалы времени, пропуская порцию нейтронов, которые затем анализируются по энергиям методом времени пролета. Такое устройство называется обычно *механическим селектором* нейтронов.

Схема типичного селектора нейтронов показана на рис. 12.17. На пути выходящего из реактора пучка нейтронов помещается вращающийся ротор, который пересекается по диаметру пакетом параллельных пластинок из кадмия с тонкими щелями между ними. Нейтроны проходят через ротор только в те моменты времени, когда щели параллельны (или почти параллельны) оси нейтронного пучка. Для запуска временного анализатора в эти моменты используются стартовые импульсы от фотоэлемента, на который при соответствующих положениях ротора падает отраженный от маленького зеркальца пучок света.

Для дальнейшего важно определить не только длительность возникающей нейтронной вспышки, но и ее форму, т. е. зависимость интенсивности пучка нейтронов, прошедших ротор, от времени. Будем сначала считать, что пучок нейтронов хорошо сколлимирован и что все нейтроны в нем имеют очень большие скоро-

сти, так что время пролета нейтрона по диаметру ротора мало по сравнению с временем поворота ротора на заметный угол. При таких условиях вероятность прохождения нейтрона через ротор в каждый момент времени будет определяться шириной свободного просвета щелей y (рис. 12.18). Приняв за нуль отсчета

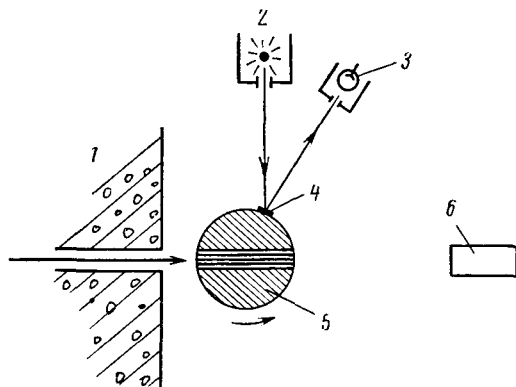


Рис. 12.17. Механический селектор медленных нейтронов:

1 — защита реактора; 2 — источник света; 3 — фотоэлемент; 4 — зеркальце; 5 — ротор 6 — детектор нейтронов.

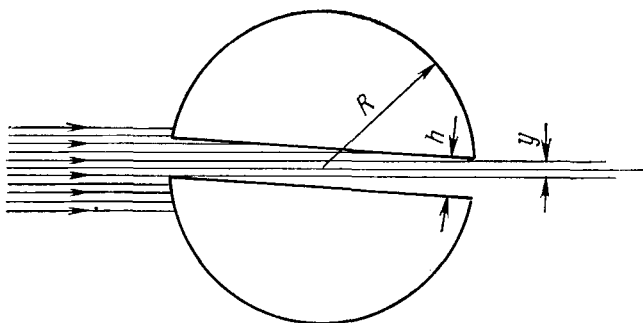


Рис. 12.18. Прохождение нейтронов через одну из щелей вращающегося ротора.

времени момент, когда направление щелей совпадает с осью нейтронного пучка, можно получить соотношения, связывающие величину y с шириной щелей h , радиусом ротора R , угловой скоростью его вращения ω и временем t . Эти соотношения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} y &= h + 2R\omega t & \text{при } t < 0; \\ y &= h - 2R\omega t & \text{при } t > 0. \end{aligned} \right\} \quad (12.64)$$

В моменты $t_{1,2} = \pm \frac{h}{2R\omega}$ величина y обращается в нуль, откуда

следует, что вспышка нейтронов при указанных выше условиях будет иметь форму треугольника и длительность $\Delta t_n = h/\omega R$. Поскольку интенсивность потока нейтронов пропорциональна y , для относительной интенсивности потока $w(t)$ можно вместо (12.64) написать соотношения

$$\left. \begin{aligned} w(t) &= 1 + 2 \frac{R\omega}{h} t \quad \text{при} \quad -\frac{h}{2\omega R} \leq t \leq 0; \\ w(t) &= 1 - 2 \frac{R\omega}{h} t \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq \frac{h}{2\omega R}, \end{aligned} \right\} \quad (12.65)$$

причем $w(0) = 1$.

Для нейтронов с меньшими скоростями необходимо принять во внимание изменение положения щели за время, пока нейтрон в ней находится. Нейтроны, время пролета которых по диаметру ротора $2R/v$ больше времени смещения щели на удвоенную собственную ширину $2h/\omega R$, вообще не могут выйти из ротора. Отсюда следует, что через вращающийся ротор пролетают лишь нейтроны со скоростями

$$v \geq v_{\text{гр}} = \frac{\omega R^2}{h}. \quad (12.66)$$

Более детальный анализ показывает, что при $4v_{\text{гр}} \leq v < \infty$ длительность нейтронной вспышки остается равной $h/\omega R$, но ее вершина с уменьшением скорости постепенно «оседает» (рис. 12.19), причем

$$\left. \begin{aligned} w(t) &= 0 && \text{при} \quad t \leq -\frac{h}{2\omega R}; \\ w(t) &= 1 + 2 \frac{\omega R}{h} t && \text{при} \quad -\frac{h}{2\omega R} \leq t \leq -\frac{2R}{v}; \\ w(t) &= 1 - \frac{v\omega}{4h} \left(\frac{2R}{v} - t \right)^2 && \text{при} \quad -\frac{2R}{v} \leq t \leq 0; \\ w(t) &= 1 - \frac{v\omega}{4h} \left(\frac{2R}{v} + t \right)^2 && \text{при} \quad 0 \leq t \leq \frac{2R}{v}; \\ w(t) &= 1 - \frac{2\omega R}{h} t && \text{при} \quad \frac{2R}{v} \leq t \leq \frac{h}{2\omega R}; \\ w(t) &= 0 && \text{при} \quad t > \frac{h}{2\omega R}. \end{aligned} \right\} \quad (12.67)$$

В интервале скоростей $v_{\text{гр}} \leq v \leq 4v_{\text{гр}}$ длительность вспышки оказывается меньше $h/\omega R$ и одновременно сокращается ее площадь,

так что

$$\left. \begin{aligned} w(t) &= 0 && \text{при } t \leq -\sqrt{\frac{4h}{wv}} + \frac{2R}{v}; \\ w(t) &= 1 - \frac{wv}{4h} \left(\frac{2R}{v} - t \right)^2 && \text{при } -\sqrt{\frac{4h}{wv}} + \frac{2R}{v} \leq t \leq 0; \\ w(t) &= 1 - \frac{wv}{4h} \left(\frac{2R}{v} + t \right)^2 && \text{при } 0 \leq t \leq \sqrt{\frac{4h}{wv}} - \frac{2R}{v}; \\ w(t) &= 0 && \text{при } t \geq \sqrt{\frac{4h}{wv}} - \frac{2R}{v}. \end{aligned} \right\} \quad (12.68)$$

Из рассмотрения этих соотношений следует, что нейтроны с различными скоростями имеют разную вероятность пройти через

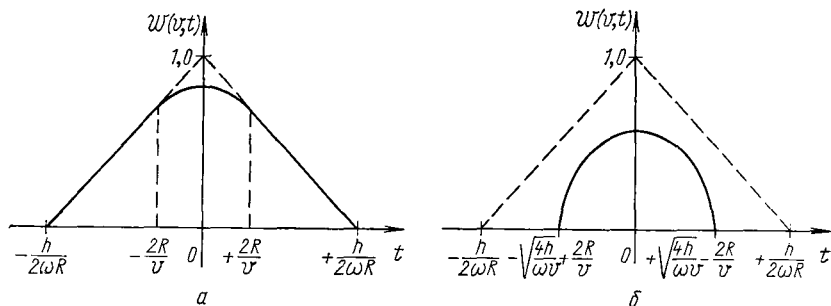


Рис. 12.19. Типичные формы «выпешек» нейтронов, создаваемых вращающимся ротором с плоскими щелями:

а — при $V > 4 v_{gp}$; б — при $v < 4 v_{gp}$.

щели вращающегося ротора, что необходимо учитывать при измерениях спектров. Усредненная по времени вероятность прохождения через ротор нейтрона со скоростью v называется *функцией пропускания ротора* $T(v)$. Если скорость нейтронов выражать в безразмерных величинах $\beta = v_{gp}/v$, а пропускание измерять по отношению к пропусканию для нейтронов с бесконечно большой скоростью $\tau(\beta) = T(v)/T(\infty)$, то

$$\left. \begin{aligned} \tau(\beta) &= 1 - \frac{8}{3} \beta^2 && \text{при } 0 \leq \beta \leq \frac{1}{4}; \\ \tau(\beta) &= \frac{8}{3} \beta^2 - 8\beta + \frac{16}{3} \sqrt{\beta} && \text{при } \frac{1}{4} \leq \beta \leq 1. \end{aligned} \right\} \quad (12.69)$$

Зависимость $\tau(\beta)$ показана на рис. 12.20 вместе с результатами экспериментальной проверки.

В качестве примера рассмотрим селектор, ротор которого имеет радиус $R = 5$ см, ширину щелей $h = 1$ мм и делает $\nu = 150$ об/сек (9000 об/мин). Такой селектор будет давать $n = 2\nu = 300$ вспышек/сек с длительностью $\Delta t_n = h/\omega R = 21$ мксек. Граничная скорость для этого селектора $\nu_{гр} = 2400$ м/сек, что соответствует энергии около 0,03 эв. Таким образом, на данном селекторе можно

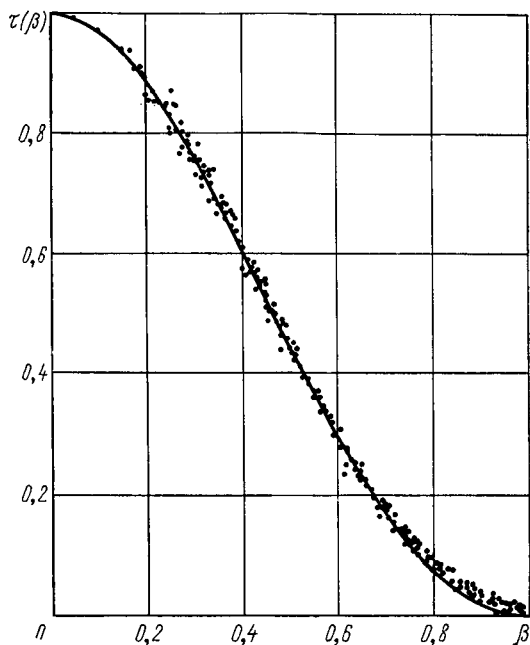


Рис. 12.20. Функция пропускания ротора с плоскими щелями.

проводить измерения в интервале энергий нейтронов от 0,03 до 0,4 эв. Для того чтобы нейтроны с $\nu = \nu_{гр}$ не оказались рециркулическими, пролетная база не должна превышать 8 м. При такой базе разрешение установки равно 2,6 мксек/м, чему соответствует $\Delta E/E = 1\%$ при $E = 0,03$ эв и около 4,5% при $E = 0,4$ эв.

Для уменьшения $\nu_{гр}$ можно снизить скорость вращения ротора, но это неминуемо приведет к ухудшению разрешения. Поэтому обычно пользуются другим приемом: щель в роторе делают бочкообразной, что обеспечивает пролет через нее медленных нейтронов без увеличения длительности интервала пропускания быстрых нейтронов. Процесс пролета медленного нейтрона через вращающийся ротор с бочкообразной щелью проиллюстрирован на рис. 12.21.

Иногда делают роторы селекторов с искривленными щелями (рис. 12.22). Если щель имеет форму дуги окружности с радиусом ρ , то через нее с наибольшей вероятностью проходят нейтроны, обладающие скоростью

$$v_0 = 2\omega\rho. \quad (12.70)$$

Нейтроны как с большими, так и с меньшими скоростями проходят через такой ротор с меньшей вероятностью, потому что кривая функции пропускания $\tau(\beta)$ имеет форму пика, ширина которого зависит от отношения $2\rho h/R^2$, а интервал скоростей v , с которыми нейтроны могут пройти через селектор, определяется соотношением

$$-\frac{2\rho h/R^2}{1 + 2\rho h/R^2} \leq \frac{v - v_0}{v_0} \leq \frac{2\rho h/R^2}{1 - 2\rho h/R^2}. \quad (12.71)$$

Рис. 12.21. Прохождение медленного нейтрона через бочкообразную щель вращающегося ротора.

Таким образом, ротор с кривыми щелями позволяет получить частичную монохроматизацию пучка нейтронов, причем чем меньше величина $2\rho h/R^2$, тем уже интервал скоростей пропускаемых через селектор нейтронов. Отметим, что относительная ширина этого интервала не зависит от скорости вращения ротора ω , тогда как наиболее вероятная скорость пропускаемых нейтронов (или, что то же самое, положение указанного интервала на оси скоростей) целиком определяется величиной ω . Из соотношения (12.70) следует, что для уменьшения v_0 необходимо уменьшить или ω , или ρ . Первое невыгодно, так как уменьшение ω неизбежно влечет за собой ухудшение энергетического разрешения. Поэтому если экспериментатор хочет всегда работать с максимально возможной скоростью вращения (чтобы иметь минимальные значения Δt_n), то для перекрытия различных интервалов энергий приходится заменять ротор (так, для Брукхейвенского селектора имелось три сменных ротора

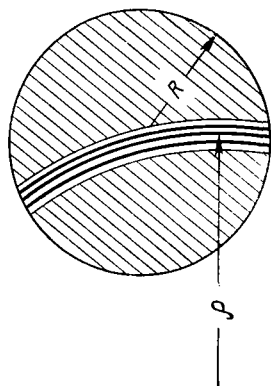


Рис. 12.22. Ротор с кривыми щелями.

с различной кривизной щелей). Такая установка в целом гораздо сложнее, чем спектрометр с прямыми щелями, зато частичная монохроматизация пучка во многих случаях оказывается весьма полезной.

Отсечение нейтронов больших энергий может быть осуществлено также пропусканием нейтронного пучка через фильтр из какого-нибудь поликристаллического вещества, например бериллия (см. § 12.5).

Следует отметить, что уже с помощью первых селекторов была подтверждена максвелловская форма спектра медленных нейтронов, выходящих из замедлителя. В дальнейшем селекторы широко

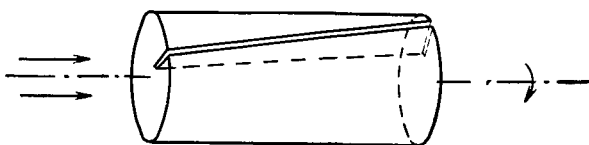


Рис. 12.23. Ротор механического монохроматора с продольными щелями.

использовались для изучения взаимодействия медленных нейтронов с веществом и, в частности, при нейтронографических исследованиях структуры твердых тел.

Механический монохроматор. Как было отмечено выше, ротор с искривленными щелями позволяет выделить из непрерывного спектра группу нейтронов с энергиями, заключенными между двумя предельными значениями E_1 и E_2 . Однако вынужденное уменьшение ширины щелей h с целью уменьшения отношения $2\rho h/R^2$ и сужения интервала скоростей пропускаемых нейтронов неизбежно приводит к падению интенсивности пучка, в результате чего получить хорошую монохроматизацию нейтронов с помощью такого селектора весьма трудно. Для монохроматизации нейтронов можно использовать также ротор в виде цилиндра с продольными щелями, идущими по винтовой линии (рис. 12.23).

Нейтронный пучок падает на ротор параллельно оси вращения. При вращении ротора через его щели могут свободно проходить только те нейтроны, которые пролетают длину цилиндра l как раз за время поворота ротора на угол смещения щели α . Из этого условия скорость пропускаемых нейтронов

$$v = \frac{2\pi n}{\alpha} l, \quad (12.72)$$

где n — число оборотов ротора в 1 сек. В действительности из-за конечной ширины щели прошедшие через ротор нейтроны имеют некоторый разброс скоростей. Если ширину щели охарактеризовать охватываемым ею углом $\Delta\alpha$, то, дифференцируя соотноше-

ние (12.72), получаем

$$\Delta v = \pm \frac{2\pi n}{\alpha^2} l \Delta \alpha, \quad (12.73)$$

откуда предельные скорости проходящих через ротор нейтронов

$$v = \frac{2\pi n l}{\alpha} \left(1 \pm \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right) \quad (12.74)$$

и соответственно

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta \alpha}{\alpha}. \quad (12.75)$$

Еще лучшие результаты можно получить на установке с двумя роторами (рис. 12.24). Оба ротора имеют прямые щели и вращаются с одинаковой скоростью и с постоянной разностью фаз φ . Когда

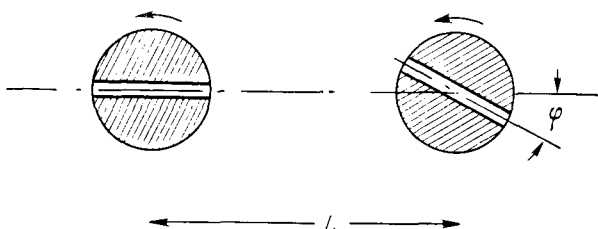


Рис. 12.24. Схема селектора с двумя роторами.

щели первого ротора оказываются параллельными оси пучка, через них проходит группа нейтронов с различными скоростями, но через второй ротор пройдут только те из них, для которых время пролета расстояния между роторами L равно времени поворота ротора на угол φ . Скорость таких нейтронов определяется соотношением $v_0 = \omega L / \varphi$. Подобная установка позволяет изменением сдвига фаз φ легко менять скорость пропускаемых нейтронов при сохранении высокого разрешения и достаточной интенсивности пучка.

Прошедшие через монохроматор нейтроны уже не требуется анализировать по времени пролета, так как он действительно выделяет нейтроны определенной скорости. Поэтому на монохроматорах можно вести работы с активацией образцов, что, естественно, невозможно на других установках, использующих принцип измерения времени пролета.

Так как длительность нейтронной вспышки, а следовательно, и ширина канала временного анализатора в установках для работы с медленными нейтронами относительно велики (несколько десятков или даже сотен микросекунд), требования к нейтронным детекторам оказываются весьма умеренными. Обычно для регистрации

нейтронов используются пропорциональные счетчики, наполненные BF_3 или He^3 , хотя возможно также применение детекторов и других типов. Скорость счета определяется в данном случае свойствами электронной схемы. Поскольку время, затрачиваемое на обработку одного импульса во временном анализаторе, составляет несколько микросекунд, от одной вспышки без труда может быть зарегистрировано несколько импульсов в разных каналах и в принципе даже два-три импульса в одном широком канале. Скорость счета в отдельных каналах может достигать нескольких тысяч отсчетов в 1 мин, но из-за неравномерности распределения во времени регистрируемых импульсов счет в каналах, соответствующих самым медленным нейтронам, может оказаться на уровне одного-двух отсчетов в 1 мин, что в несколько раз меньше фона.

Б. ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Быстрый селектор. Схема селектора для нейтронов промежуточных энергий в общем аналогична схеме селектора на медленных нейтронах. Основные отличия связаны с конструкцией ротора и со скоростью его вращения. Поскольку не существует вещества, которое сильно поглощало бы нейтроны во всем рассматриваемом диапазоне энергий (от 0,5 эв до нескольких десятков килоэлектронвольт), ротор быстрого селектора приходится делать в виде массивного диска или цилиндра из материала с большим полным сечением. Так, ротор селектора Аргоннской национальной лаборатории весом 85 кг изготовлен из урана. Кроме того, для получения удовлетворительного разрешения при более высоких энергиях приходится уменьшать длительность импульса, что достигается сокращением ширины щелей, а следовательно, и интенсивности нейтронного пучка. На современных селекторах ширина щелей измеряется долями миллиметра, что при скоростях вращения ротора 20 000—40 000 об/мин позволяет получить импульсы длительностью в несколько десятых долей микросекунды. Для увеличения интенсивности пучков обычно в роторе делается пакет из нескольких параллельных щелей. При этом интенсивности пучка хватает для работы на пролетных базах порядка 100 м, что обеспечивает разрешение до 0,005 мксек/м. Столь высокое разрешение позволяет применять быстрые селекторы для измерений спектров нейтронов до энергий порядка нескольких десятков килоэлектронвольт.

Как уже отмечалось, длину пролетной базы нельзя увеличивать беспредельно не только из-за уменьшения интенсивности пучка, но также из-за опасности появления рециклических нейтронов. На селекторах, предназначенных для исследований в промежуточной области энергий, медленные нейтроны поглощаются кадмиевым фильтром, поэтому наложение импульсов от разных вспышек может быть связано, в первую очередь, с нейтронами, обладающими энергией около 0,5 эв. Отсюда следует, что при

заданной частоте повторения вспышек n (сек^{-1}) расстояние между прерывателем и детектором не должно быть больше $\frac{6700}{n}$ м. Если ротор делает 15 000 об/мин, то $n = 500 \text{ сек}^{-1}$ и пролетная база может иметь предельную длину примерно 13 м. На практике для получения более высокого разрешения иногда делают базы большей длины, сознательно допуская возможность появления рециклических нейтронов. Во многих случаях рециклические нейтроны не являются серьезной помехой для измерений, и их можно рассматривать как своего рода фон, который легко учесть. Кроме того, эти нейтроны можно в значительной степени подавить борным фильтром, который поглощает в какой-то мере нейтроны всех энергий, но медленные нейтроны в гораздо большей степени, чем быстрые.

Спектрометры промежуточных нейтронов с импульсными ускорителями. Почти любой ускоритель, работающий в импульсном режиме, при соответствующем выборе мишени, типа ускоряемых частиц и их энергии может стать импульсным источником нейтронов. Использование ускорителей в спектрометрах, работающих по методу времени пролета, особенно удобно потому, что длительность нейтронной вспышки в них может быть сделана чрезвычайно короткой (порядка единиц наносекунд) при любой частоте их следования, тогда как в селекторах длительность вспышек и расстояния между ними связаны однозначно: при увеличении скорости вращения ротора одновременно уменьшаются и Δt_n и T . Кроме того, полное отсутствие излучения между импульсами благотворно сказывается на величине фона. Эти достоинства данного типа спектрометров привели к их весьма широкому распространению.

Первоначально метод пульсирующего ускорителя был осуществлен на циклотроне. Несколько установок этого типа, так называемые мигающие циклотроны, действуют и поныне. В них импульсный режим работы достигается открыванием ионного источника на короткие интервалы времени при непрерывно подводимой высокочастотной мощности. В дальнейшем лучшие параметры удалось получить на более мощных ускорителях тяжелых ионов — фазотронах, а также с помощью различных ускорителей электронов — линейных ускорителей, синхротронов и микро-

Ядерные реакции с вылетом нейтронов, идущие на мишенях любых ускорителей, дают нейтроны относительно больших энергий от 5 кэв и выше (см. гл. 1). Для получения промежуточных нейтронов с энергиями порядка 10—100 эв первичные нейтроны приходится замедлять. Для этого около мишени ускорителя устанавливается блок замедляющего вещества, обычно водородсодержащего, который и является источником нейтронов в установке для измерений времени пролета. Поскольку на замедление нейтронов требуется определенное время, нейтронная вспышка суще-

ственно затягивается, и, кроме того, энергетический спектр выходящих из замедлителя нейтронов оказывается в разные моменты времени различным.

Точный расчет функции $N(E, t)$, описывающей распределение выходящих нейтронов по энергиям в различные моменты времени, оказывается весьма сложным. Однако при ряде упрощающих предположений можно получить формулу, описывающую выход из толстой пластины замедлителя нейтронов с какой-нибудь определенной энергией $E < E_0$. Среднее время между столкновениями таких нейтронов с протонами в замедлителе $t_s = l_s/v$. При энергиях меньше нескольких килоэлектронвольт величину l_s можно считать постоянной (для полиэтилена $l_s = 0,62$ см). Поэтому $t_s \sim E^{-1/2}$ и для полиэтилена с учетом соотношения (12.47) $t_s = 0,45 E^{-1/2}$ мксек. Можно показать, что зависимость интенсивности выходящих из замедлителя нейтронов с энергией E от времени

описывается функцией $\frac{1}{2} x^2 e^{-x}$, где $x = t/t_s$ (рис. 12.25). Эта функция имеет максимум при $t = 2t_s = 0,9 E^{-1/2}$ мксек, среднее время замедления $\bar{t} = 3t_s = 1,35 E^{-1/2}$ мксек, и ширину на половине

Таблица 12.4
Время замедления нейтронов в полиэтилене

Конечная энергия нейтронов, эв	Время замедления нейтронов, мксек
1	1,35
10 ²	0,135
10 ⁴	0,014

но эта область энергий, длительность импульса ускорителя не имеет смысла делать много меньше указанной величины.

Энергетический спектр замедляющихся нейтронов может быть описан формулой

$$N(E) dE \sim p \frac{dE}{E_0} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1-p}, \tag{12.76}$$

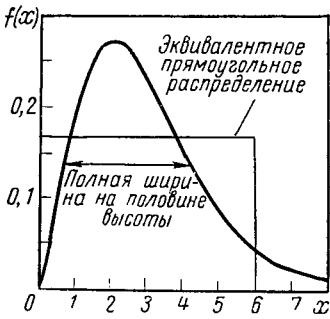


Рис. 12.25. График функции $f(x)$, нормированной на единицу площади.

вине высоты $\Delta t \approx 2 \sqrt{3} t_s$. Характерно, что все эти величины не зависят от начальной энергии нейтрона, что вполне понятно поскольку скорость процесса замедления быстро убывает по мере снижения E , и, стало быть, основной вклад в общее время замедления вносят столкновения при самых низких энергиях.

Времена замедления нейтронов до некоторых энергий приведены в табл. 12.4, из которой видно, что вспышка нейтронов с энергией 1 эв не может быть короче 1 мксек. Отсюда ясно, что в тех случаях, когда экспериментатора интересует именно

где p — вероятность вылета нейтрона из пластины после очередного столкновения. Для очень тонкой пластины $p \approx 1$ и $N(E) dE \sim \sim dE/E_0$ — спектр в форме прямоугольной ступеньки, характерный для однократного рассеяния нейтронов на протонах. Для толстой пластины $p \approx 0$ и $N(E) dE \sim dE/E$ — так называемый спектр Ферми.

Детекторы при измерениях с промежуточными нейтронами. Как следует из предыдущего, характерные для спектрометров промежуточных нейтронов длительности нейтронных вспышек и соответствующие им ширины каналов временных анализаторов оказываются порядка 1 *мксек*. Время нарастания импульсов в борных счетчиках составляет около 0,1 *мксек*, поэтому применение их в установках рассматриваемого типа еще возможно, хотя здесь начинают сказываться неопределенность в точке захвата нейтрона и разброс времени срабатывания счетчика. Последняя причина связана со свойствами механизма разряда в пропорциональном счетчике, с его конструкцией и природой наполняющей смеси. Обычно разброс времени срабатывания оказывается порядка 2 *мксек*, что делает применение борных счетчиков невозможным, если ширина канала меньше 1 *мксек*. Неопределенность в точке захвата сказывается при регистрации медленных нейтронов. В самом деле, нейтрон с энергией 1 эв пролетает 1 см за 0,72 *мксек*, поэтому при диаметре счетчика 3 см возникает неопределенность в моменте регистрации 2,5 *мксек*. Это заставляет применять возможно более тонкие счетчики, располагая их в один или два ряда. Эффективность подобной системы для медленных нейтронов весьма высока. Счетчик с BF_3 под давлением в несколько атмосфер для тепловых нейтронов является практически «черным», т. е. эффективность регистрации близка к 100%, но с увеличением энергии эффективность быстро падает, приближаясь к энергии 1 кэв, до 0,5%.

С целью повышения эффективности регистрации были разработаны и получили широкое распространение жидкостные сцинтилляционные счетчики, в которых относительно тонкий слой (~ 1 см) сцинтиллирующей жидкости просматривается системой фотоумножителей. В качестве сцинтиллятора обычно применяется раствор некоторых специальных органических веществ в толуоле с добавлением B^{10} в виде метилбората. Сцинтиллятор заливается в ванночки, покрытые изнутри белой эмалью с высокой отражающей способностью. К каждой ванночке подсоединяются два или четыре фотоумножителя, импульсы от которых поступают на временной анализатор только в том случае, если они строго совпадают во времени. Этим в значительной степени подавляется фон шумовых сигналов. Эффективность подобной системы при энергии 1 кэв может достигать 40%, что почти на два порядка выше эффективности борных счетчиков. Неопределенность в моменте захвата нейтронов невелика и составляет обычно 0,5 *мксек*. Главный недостаток жидкостного счетчика — малень-

кая амплитуда импульсов и связанная с этим трудность дискриминации фона γ -излучения: из-за нелинейности световыхода (см. гл. 7) амплитуда импульса от α -частицы с энергией $2,3 \text{ Мэв}$ оказывается сравнимой с импульсом от электрона с энергией всего 40 кэв . В то же время почти во всех установках одновременно со вспышкой нейтронов возникает мощная вспышка γ -квантов, которая может сильно перегрузить регистрирующую систему и нарушить ее нормальную работу. Для борьбы с γ -квантами используются два способа: 1) так как γ -кванты долетают до детектора раньше, чем нейтроны, то в момент их прихода на фотоумножитель можно подать мощный запирающий импульс и тем самым предотвратить перегрузку схемы; 2) импульсы от электронов и от протонов имеют различную форму. Как было отмечено в гл. 7, интенсивность высвечивания сцинтиллятора во времени можно разделить на две компоненты — быструю и медленную, причем относительный вклад этих компонент зависит от вида частиц, а именно вклад медленной компоненты значительно больше при возбуждении кристалла тяжелыми частицами, чем электронами. Вводя в регистрирующую радиосхему специальный элемент, способный сравнивать вклад быстрой и медленной компонент, можно обеспечить пропускание только импульсов от протонов отдачи. Этот прием называется *дискриминацией γ -излучения по форме импульса*. Кроме того, детектор со всех сторон защищается свинцом.

Третий возможный тип детектора — так называемая борная плита. Он представляет собой слой твердого аморфного бора или карбида бора, вплотную к которому расположена система сцинтилляционных счетчиков скристаллами NaI(Tl) . Эти счетчики регистрируют γ -кванты, возникающие при реакции $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^{7*} \rightarrow \text{Li}^7 + \gamma$. Поскольку энергия γ -квантов строго определенная — $0,48 \text{ Мэв}$, регистрирующую систему можно настроить только на импульсы соответствующей величины, что позволяет в значительной степени исключить фон посторонних импульсов, имеющих самые различные амплитуды. Все же чувствительность такого детектора к γ -квантам остается довольно высокой, поэтому, несмотря на большую эффективность и очень маленькую временную неопределенность, его применение оказывается ограниченным.

Иногда в установках рассматриваемого типа используются также полупроводниковые детекторы, сцинтиллирующие стекла и детекторы некоторых других типов. Следует отметить, что скорость счета не должна быть слишком высокой, так как в случае возможности прихода в анализатор двух импульсов на протяжении одного временного канала неизбежны существенные искажения спектра. Более того, в момент прихода импульса вход анализатора обычно закрывается на все время его обработки (от нескольких единиц до нескольких десятков микросекунд), что означает невозможность регистрации импульсов и в последующих каналах.

В результате допустимая средняя скорость счета в каждом канале анализатора гораздо ниже частоты следования вспышек. Это обстоятельство необходимо учитывать при расчете эксперимента, ибо если интенсивность источника столь велика (или пролетная база столь мала), что средняя скорость счета в канале превысит предел, допускаемый электронной аппаратурой, то снимаемый спектр может оказаться искаженным.

В. БЫСТРЫЕ НЕЙТРОНЫ

Для исследований с нейтронами еще больших энергий (от сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт) необходимы спектрометры с еще меньшими значениями $\Delta t/l$, а так как увеличение l невозможно из-за снижения интенсивности, то приходится идти по пути уменьшения Δt . Обычно с задачей измерения нейтронных спектров в данном диапазоне энергий приходится сталкиваться при изучении различных ядерных процессов с помощью ускорителей. Характерная особенность установок этого типа — отсутствие замедлителей нейтронов.

Использование естественной модуляции пучка циклотрона. При работе циклотрона в так называемом «непрерывном» режиме частицы в нем движутся в действительности не непрерывной потоком, а сгустками, причем частота следования таких сгустков друг за другом равна частоте колебаний напряжения, подводимого к ускоряющим электродам (дуантам) от специального генератора. Поэтому нейтроны вылетают из мишени тоже короткими порциями, причем длительность каждой порции составляет около 2—3 *нсек* при интервалах между порциями 50—100 *нсек* (частота колебаний ускоряющего напряжения в циклотронах обычно бывает порядка 20—40 *Мгц*). Таким образом, измерение спектров возникающих в мишени нейтронов можно проводить методом времени пролета, причем пролетная база может составлять всего лишь несколько метров. При этом, однако, скважность (отношение $\Delta t_n/T$) оказывается порядка нескольких процентов, тогда как для измерений спектров в широком диапазоне энергий желательно иметь гораздо более редкие импульсы. Заметим, что в данном случае, как и в случае механических селекторов, величины Δt_n и T взаимосвязаны. Поэтому для уменьшения частоты следования нейтронных вспышек приходится направлять на мишень лишь один импульс из многих. Это осуществляется обычно подачей редких импульсов на отклоняющую пластину циклотрона (дефлектор) или на специальные пластины, установленные на пути пучка вне ускорителя. Такая система позволяет получить сколь угодно низкую частоту следования импульсов (обычно порядка нескольких килогерц), однако это достигается, естественно, ценой сильного снижения средней интенсивности.

Импульсные электростатические генераторы. Использование электростатических ускорителей в качестве импульсных источни-

ков нейтронов для спектрометрических измерений методом времени пролета имеет много преимуществ по сравнению с циклотроном. Простота конструкции, легкость осуществления импульсного режима с любыми значениями Δt_n и T , малый энергетический разброс частиц в пучке, незначительное угловое расхождение, низкий фон, удобство вывода частиц на внешнюю мишень — все эти достоинства способствовали весьма широкому распространению импульсных электростатических установок.

Обычный электростатический генератор типа Ван де Граафа (или каскадный генератор Кокрофта — Уолтона) дает постоянный

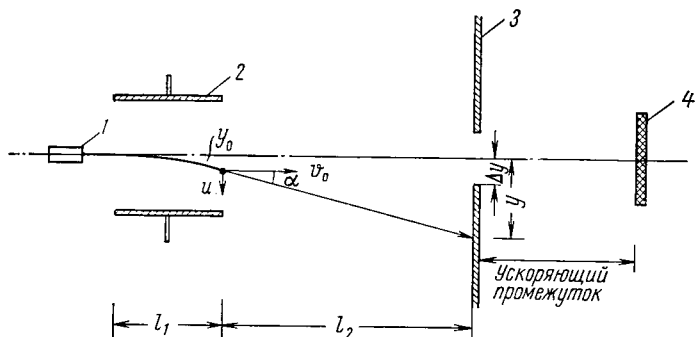


Рис. 12.26. Схема устройства для прерывания ионного пучка:
1 — ионный источник; 2 — отклоняющие пластины; 3 — диафрагма;
4 — мишень.

ток ионов на мишень. Импульсный режим работы проще всего получить прерыванием пучка с таким расчетом, чтобы он попадал на мишень лишь в пределах коротких интервалов времени. Для этого на пути ионов помещают пару отклоняющих пластин, на которые от специального генератора подается переменное напряжение (рис. 12.26). За отклоняющими пластинами устанавливается диафрагма с небольшим отверстием посредине. Очевидно, что пучок ионов может попасть на мишень через отверстие в диафрагме только в те моменты времени, когда разность потенциалов между пластинами проходит через нуль. Время, в течение которого пучок попадает на мишень, можно оценить следующим образом.

Предположим, что источник дает очень тонкий аксиальный пучок ионов с одинаковой энергией, причем скорость ионов настолько велика, что за время пролета отклоняющих пластин разность потенциалов между ними $\bar{V}$ не успевает существенно измениться. Между пластинами ионы движутся по параболе с ускорением $a = eV/md$, направленным перпендикулярно их первоначальной траектории, в результате чего при вылете из системы пластин они будут иметь дополнительную скорость в том же

направлении

$$u = at = \frac{eV}{md} \cdot \frac{l_1}{v_0} \quad (12.77)$$

и смещение

$$y_0 = \frac{at^2}{2} = \frac{eVl_1^2}{4Ed}, \quad (12.78)$$

где $E = \frac{1}{2} mv_0^2$ — энергия ионов; d — расстояние между пластинами.

Угол α между новой и прежней траекториями ионов определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{u}{v_0} = \frac{eVl_1}{2Ed}, \quad (12.79)$$

откуда смещение пучка ионов на диафрагме

$$y = y_0 + l_2 \operatorname{tg} \alpha = \frac{eV}{4Ed} l_1 (l_1 + 2l_2). \quad (12.80)$$

Предполагая, что напряжение между пластинами меняется по гармоническому закону $V = V_0 \sin \omega t$, дифференцированием выражения (12.80) можно найти время Δt_y , в течение которого пучок ионов оказывается в пределах щели Δy :

$$\Delta t_y = \frac{2Ed}{\pi eV_0} \Delta y \frac{T}{l_1 (l_1 + 2l_2)}. \quad (12.81)$$

Из этого выражения видно, что, меняя различные параметры системы (например, частоту и амплитуду подводимого к пластинам высокочастотного напряжения), можно по-разному изменять значения Δt и T . При $E = 4 \text{ кэв}$, $d = 1 \text{ см}$, $\Delta y = 0,2 \text{ см}$, $T = 300 \text{ нсек}$ ($\nu_{\text{вч}} \approx 3 \text{ Мгц}$), $V_0 = 1 \text{ кв}$, $l_1 = 4 \text{ см}$ и $l_2 = 5 \text{ см}$ получаем, что $\Delta t_y \approx 3 \text{ нсек}$.

Устройство для прерывания пучка можно устанавливать как до ускоряющего промежутка (сразу же за ионным источником), так и после него (непосредственно перед мишенью). Первый вариант более предпочтителен, потому что в этом случае для отклонения пучка требуются меньшие напряжения, ускоряющая система не нагружается током в интервалах между импульсами и фон оказывается весьма низким. Второй вариант конструктивно проще — отклоняющая система находится вне ускорителя, однако сильный фон от реакций, идущих при попадании пучка ускоренных ионов на диафрагму (особенно при ускорении дейтронов), мешает проведению многих экспериментов.

Общий недостаток подобных систем — низкая средняя интенсивность пучка, причем ионный источник большую часть времени работает холостую. Для повышения коэффициента полезного

действия источника и соответственного увеличения среднего тока ионов (без ухудшения спектрометрических качеств установки) предложено несколько систем, в которых первоначально длинные импульсы укорачиваются группировкой частиц в процессе ускорения или после него. Рассмотрим два способа такой группировки:

1. *Клистронная группировка ионов в процессе ускорения.* Предварительно сформированные с помощью прерывателя относительно длинные порции ионов попадают в промежуток между двумя электродами, на которые подается переменное напряжение с небольшой по сравнению с напряжением предварительного ускорения ионов в источнике амплитудой. Закон изменения этого напряжения скоррелирован с прерывателем таким образом, что при попадании в данный промежуток первых ионов порции поле оказывается замедляющим, затем его величина убывает, проходит через нуль и к моменту пролета последних ионов порции поле становится ускоряющим. В результате ионы, имевшие до пролета ускоряющего промежутка одинаковые скорости, вылетают из него с разными скоростями, причем первые ионы имеют минимальные скорости, а последние — максимальные. Поэтому после выхода из системы отстающие ионы порции догоняют ушедшие вперед ионы, причем в некоторой точке пространства все ионы одной порции оказываются почти одновременно. Если в этой точке расположить мишень, то длительность ионного импульса в ней окажется в десятки или даже сотни раз меньше длительности первоначального импульса источника и во столько же раз возрастет мгновенная интенсивность пучка, так как ни одна из прошедших прерыватель частиц не теряется. Система клистронной группировки ионов может устанавливаться на пучке до и после основной ускоряющей трубки. Недостаток метода состоит в возникающей немонохроматичности пучка, однако в большом числе случаев данное обстоятельство не мешает проведению экспериментов. К тому же возникающий энергетический разброс оказывается, как правило, небольшим. Так, в одной из действующих установок при средней энергии ионов 500 кэВ $\Delta E \approx 1 \text{ кэВ}$; при этом импульс от 20 нсек сжимается до 3 нсек , т. е. в 6 раз. В установке советских физиков Флёрова и Таманова (1957 г.) первоначальный импульс длительностью 35 нсек сжимался в 70 раз до $0,5 \text{ нсек}$. При этом использовалось 18% тока ионного источника, который в непрерывном режиме давал 67 мкА . Таким образом, средний ток данной установки был равен $0,18 \times 67 \approx 12 \text{ мкА}$ при токе в импульсе 5 ма .

2. *Пространственная группировка ионов с помощью магнита Мобля.* Вышедшая из ускорителя порция ускоренных ионов через пару отклоняющих пластин направляется к постоянному магниту и затем с помощью системы магнитных линз фокусируется на мишень (рис. 12.27). Подводимое к пластинам переменное напряжение выбирается так, чтобы первые ионы порции летели по внеш-

ней, а последние — по внутренней траектории, в результате первым ионам приходится пройти до мишени более длинный путь, чем последним. Соответствующим выбором параметров установки можно добиться, чтобы все ионы достигали мишени почти одновременно. Это приводит к сокращению импульса во много раз (на одной из первых установок этого типа длительность импульса сокращалась от 10 до 0,8 нсек).

Сравнивая между собой эти два метода группировки частиц, необходимо отметить, что второй метод технически гораздо сложнее, и в результате его применения ионы подходят к мишени

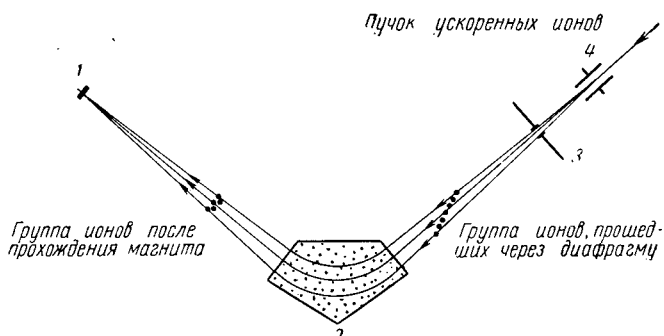


Рис. 12.27. Схема группировки ионов с использованием магнита Мобля:

1 — мишень; 2 — магнит; 3 — диафрагма; 4 — отклоняющие пластины.

с некоторым разбросом по направлениям, зато они остаются практически монохроматическими, что в некоторых случаях весьма существенно.

При работе с наносекундными импульсами, особенно с использованием группировки частиц, очень важно иметь надежный способ получения стартовых импульсов, отмечающих моменты попадания ускоренных ионов на мишень. Для обеспечения быстрого и стабильного включения временного анализатора эти импульсы должны иметь крутой фронт и постоянную амплитуду и, кроме того, они должны быть строго синхронизированы с истинным моментом рождения нейтронов. Обычно стартовые импульсы получаются одним из следующих методов:

1. Временной анализатор запускается импульсом, подаваемым на отклоняющие пластины для направления пучка на мишень. Этот метод удобен при работе с циклотронами или с прерыванием пучка после ускорения. В случае прерывания пучка до ускорения появляются трудности, связанные с выводом сигнала из высоковольтной части ускорителя. Гальваническая связь здесь, очевидно, невозможна, поэтому приходится использовать передачу сигнала через емкость. Неопределенность измерения времени пролета, вносимая при использовании данного метода

запуска временного анализатора, обычно невелика — не более 1 *нсек*. К достоинствам метода можно отнести также независимость стартового сигнала от тока пучка и его сколь угодно высокую амплитуду, а к недостаткам — смещение нуля времени при изменении энергии ускоряемых частиц в случае прерывания пучка до ускорения (ибо время пролета ионов от пластин до мишени зависит от их энергии), а также трудности достижения точной синхронизации при работе с группировкой частиц.

2. Стартовый импульс можно снимать непосредственно с мишени или в виде импульса, создаваемого пучком тока, или в виде световой вспышки, которая возникает под действием ускоренных частиц в сцинтилляторе, нанесенном на мишень или на окружающие ее детали. Этот способ хорош заведомо точным совпадением стартового импульса с моментом попадания пучка на мишень, в результате он оказывается полезным во всех случаях, когда получение импульса от прерывателя пучка неудобно или не может обеспечить точной синхронности. Главный недостаток метода — зависимость амплитуды сигнала от суммарного заряда, приносимого на мишень ионами за время импульса. Эта величина может сильно флуктуировать от импульса к импульсу, что приводит к неустойчивой работе управляющей схемы. Другой недостаток — малая амплитуда импульсов, вызывающая необходимость их предварительного усиления. Чтобы снять импульс тока, необходимо обеспечить поглощение в мишени всех попадающих на нее частиц. Для этого мишень делается в виде изолированной от корпуса толстой свинцовой пластины, окруженной тонким электростатическим экраном, на который может быть нанесен слой любого желаемого экспериментатором вещества. Электрический импульс, снимаемый с такой мишени, может иметь длительность около 20 *нсек*. При емкости мишени относительно земли 10 *пф* заряд 0,1 *нк*, соответствующий попаданию на мишень $6 \cdot 10^5$ ионов, создает на ней импульс напряжения амплитудой 10 *мв*.

В случае использования вспышек света, регистрируемых находящимся рядом с мишенью фотоумножителем, можно применять твердый и жидкий сцинтилляторы, однако второй вариант предпочтительнее, так как твердый слой может быть скорее разрушен пучком. При работах с газовыми мишенями можно использовать вспышки света, возникающие непосредственно в наполняющем мишень газе (например, дейтерии).

3. Для получения стартовых импульсов можно использовать γ -излучение или вторичные заряженные частицы, возникающие при идущих на мишени ускорителя ядерных реакциях (например, ядра He^3 из реакции $d + d \rightarrow \text{He}^3 + n$). Такие частицы могут регистрироваться расположенным рядом с мишенью полупроводниковым или сцинтилляционным счетчиком. В отличие от двух первых способов данный способ позволяет в принципе вести измерения методом времени пролета с использованием не только импульсного, но и непрерывного пучка ускоренных частиц. Есте-

ственное ограничение в данном случае связано с относительно невысокой общей интенсивностью источника, так как в противном

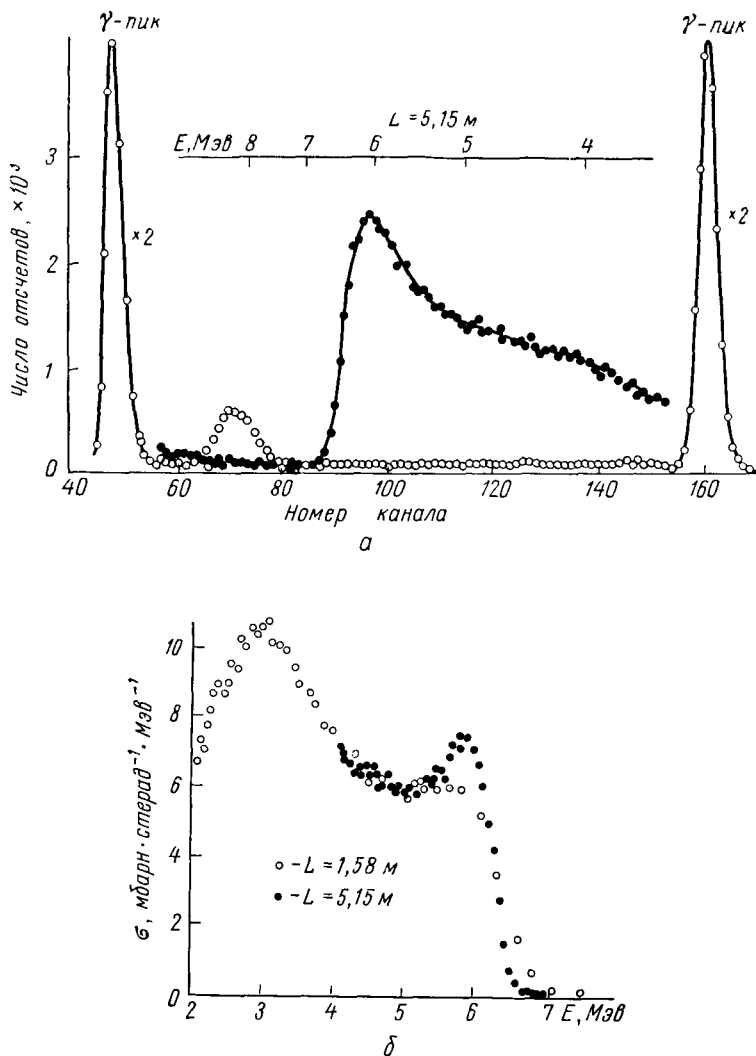


Рис. 12.28. Измерение спектра нейтронов из реакции $D(p, n)2p$ методом времени пролета под углом 0° при энергии протонов $8,6 \text{ Мэв}$:

a — распределение во времени импульсов детектора; b — полученный из этого распределения спектр нейтронов.

случае будет мешать сильный фон от случайных совпадений. Так, при разрешающем времени циклотронной установки около 10^{-8} сек удавалось работать при скоростях счета ядер гелия

1500 *имп/сек*, что обеспечивало порядка 1000 совпадений с детектором нейтронов в 1 %. Возможность получения лучшего разрешающего времени (10^{-9} сек) позволяет надеяться на достижение более высоких скоростей счета.

В качестве примера результатов, получаемых на установках рассматриваемого типа, на рис. 12.28, *а* показано распределение во времени импульсов, создаваемых нейтронами от реакции $D + p \rightarrow n + 2p$, а на рис. 12.18, *б* — найденный из этого распределения энергетический спектр нейтронов.

Регистрация нейтронов. Очевидно, что при ширине канала около 1 *нсек* требуются детекторы с предельным быстродействием. Обычно в качестве таких детекторов используют сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами, длительность импульсов в которых от протонов отдачи оказывается порядка 10^{-9} сек (см. гл. 4). Здесь так же, как и в установках с промежуточными нейтронами, необходимо учитывать неопределенность в моменте регистрации нейтрона, связанную с конечным размером детектора, и можно применять дискриминацию γ -квантов по форме импульса. Хорошие результаты можно получить также и с детекторами других типов, например, с газовыми сцинтилляторами. Поскольку частота следования нейтронных вспышек (~ 3 Мгц) обычно гораздо больше предельно допустимой частоты регистрации импульсов, то заведомо ясно, что в установке может регистрироваться лишь один импульс на много вспышек. Все же на практике скорость счета ограничивается не возможностями аппаратуры, а интенсивностью источников. Характерное значение интегральной скорости счета в установках данного типа оказывается около 100—200 *имп/сек*, тогда как аппаратура могла бы допустить в несколько раз большую скорость счета.

Г. УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ СПЕКТРОВ

Энергетический спектр нейтронов в реакторе является очень важной характеристикой установки, требующей самого детального изучения. Спектр нейтронов определяет важнейшие параметры реактора — коэффициент воспроизводства ядерного горючего и многие другие. Кроме того, результаты расчета спектра нейтронов значительно чувствительнее к выбору ядерных констант и методики расчета, чем другие величины, например критическая масса. Поэтому сравнение рассчитанных спектров с результатами экспериментальных исследований позволяет сделать некоторые важные выводы, направленные на усовершенствование применяемых при расчетах систем многогрупповых констант.

Для измерения методом времени пролета спектров нейтронов в пучках, выходящих из ядерных реакторов, можно воспользоваться описанными выше быстрыми и медленными селекторами. Однако низкая светосила селекторов с механическими прерывателями и относительно небольшой диапазон перекрываемых энер-

гий заставляют искать иные способы получения коротких нейтронных вспышек. Оптимальным оказывается такой режим работы, при котором весь реактор «вспыхивает» на короткие интервалы времени, между которыми цепная реакция в нем практически отсутствует. Подобный режим работы достигается обычно одним из двух способов.

Реактор с импульсным источником нейтронов. Если ядерный реактор находится в подкритическом состоянии ($k_{эфф} < 1$), то самоподдерживающаяся цепная реакция в нем, естественно, невозможна. Однако если в такой реактор ввести нейтроны от какого-либо постороннего источника, то, поглощаясь в делящемся веществе, эти нейтроны будут приводить к появлению серии последовательных лавин вторичных нейтронов, и хотя процесс в целом и будет носить затухающий характер (число нейтронов в каждой лавине меньше, чем в предыдущей), общее количество вторичных нейтронов во всех лавинах N может быть во много раз больше количества первичных нейтронов источника N_0 . Нетрудно показать, что

$$N = \mathcal{Y} \cdot N_0, \quad (12.82)$$

где коэффициент $\mathcal{Y}$, называемый обычно умножением системы, в первом приближении определяется соотношением

$$\mathcal{Y} = \frac{1}{1 - k_{эфф}}. \quad (12.83)$$

Из этого соотношения следует, что при значениях $k_{эфф}$, очень близких к единице, величина $\mathcal{Y}$ достигает весьма больших значений. Так, при $k_{эфф} = 0,98$ $\mathcal{Y} = 50$. При этом важно отметить следующее обстоятельство. Энергетический спектр нейтронов во всех лавинах, кроме первой, определяется свойствами данного ядерного реактора (составом и конструкцией активной зоны, параметрами отражателя, типом и количеством теплоносителя и т. д.) и не зависит от свойств источника нейтронов. Поскольку в общем потоке нейтронов вклад первой лавины относительно невелик (он измеряется величиной $1/\mathcal{Y}$, что в рассмотренном примере составляет 2%), энергетический спектр выходящих из реактора нейтронов практически не зависит от свойств источника, поэтому его измерение оказывается эквивалентным измерению спектра нейтронов от реактора с самоподдерживающейся цепной реакцией.

Если источник нейтронов в реакторе сделать импульсным (например, в виде мишени импульсного ускорителя), то в реакторе будут возникать синхронные с импульсами источника вспышки нейтронов, которые можно использовать для измерений энергетического спектра по методу времени пролета. Чтобы увеличить скорость счета и уменьшить относительное значение первичных нейтронов источника, желательно работать с возможно большими

значениями умножения, однако некоторые обстоятельства препятствуют безграничному увеличению $\mathcal{U}$.

Во-первых, по мере приближения $k_{эфф}$ к единице увеличивается эффективное число нейтронных лавин, а вместе с ним и время нарастания и спада нейтронного потока в реакторе. Можно показать, что в обоих случаях изменение потока нейтронов во времени определяется экспоненциальной функцией $\exp(-t/\tau)$. Время релаксации

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 - k_{эфф}} = \tau_0 \cdot \mathcal{U}, \quad (12.84)$$

где τ_0 — среднее время жизни нейтронов в активной зоне реактора. Величина τ_0 сильно зависит от типа реактора, принимая значения от 10^{-8} сек

для компактных сборок из чистого делящегося материала до 10^{-4} сек для разбавленных графитовых активных зон. Соотношение (12.84) показывает, что даже при $\tau_0 = 10^{-8}$ сек и $\mathcal{U} = 10$ время релаксации τ оказывается около 0,1 мсек, что приводит

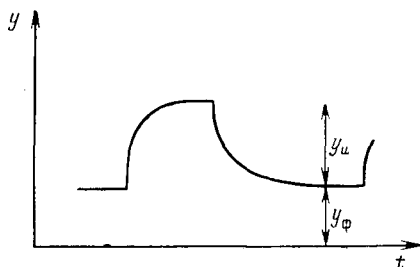


Рис. 12.30. Сравнение амплитуды всплеск нейтронов от подкритического реактора $y_{и}$ с амплитудой фона $y_{ф}$.

импульсов определяется коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах $k_{мгн}$, тогда как увеличение фона определяется полным коэффициентом размножения $k = k_{мгн} + \beta$, где β — доля запаздывающих нейтронов. Отношение амплитуды импульса $y_{и}$ к амплитуде фона $y_{ф}$ (рис. 12.30) определяется соотношением

$$\frac{y_{и}}{y_{ф}} = \frac{\beta \mathcal{U}_{мгн}}{1 - \beta \mathcal{U}_{мгн}}, \quad (12.85)$$

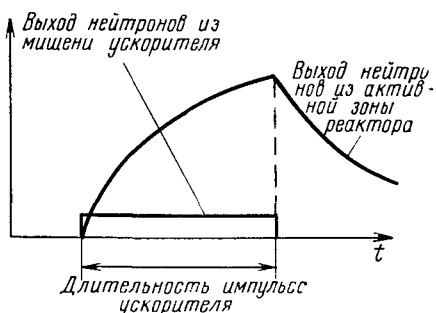


Рис. 12.29. Изменение во времени потока нейтронов в подкритическом реакторе при попадании в него нейтронов из мишени импульсного ускорителя.

к существенной деформации переднего и заднего фронтов нейтронного импульса (рис. 12.29). Отсюда очевидно, что реакторные измерения невозможно проводить со сколь угодно короткими нейтронными импульсами и нежелательно использовать большие значения умножения.

Второй причиной, ограничивающей увеличение $\mathcal{U}$, является фон запаздывающих нейтронов. Дело в том, что, строго говоря, «усиление» им-

из которого видно, что при $\beta = 0,005$ и $\mathcal{U}_{\text{мгн}} = 100$ отношение $u_{\text{н}}/u_{\text{ф}}$ приближается к единице, что уже недопустимо при решении целого ряда задач.

Исходя из всего сказанного, значение умножения при подобных измерениях выбирают обычно в пределах от 5 до 30. С учетом необходимости коллимации и малой площади пучка по отношению ко всей поверхности активной зоны очевидно, что интенсивности потоков нейтронов оказываются невысокими, что мешает работе с большими пролетными базами. Характерным примером устройства, предназначенного для исследования реакторных спектров

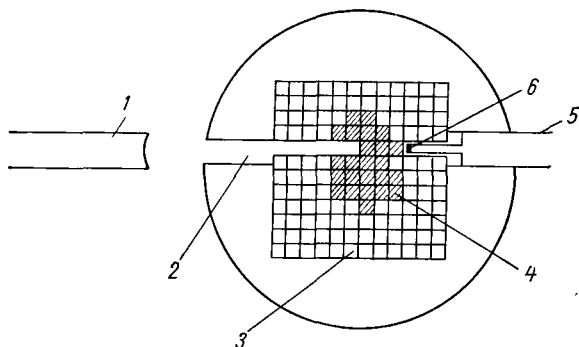


Рис. 12.31. Схема установки VERA:

1 — труба пролетной базы; 2 — канал для вывода нейтронов;
3 — отрагатель; 4 — активная зона; 5 — ускоритель; 6 — триггерная мишень.

описанным способом, может послужить английская установка VERA. Устройство этой установки показано на рис. 12.31. В качестве источника нейтронов используется нейтронный генератор, работающий на реакции $T(d, n)\text{He}^4$. Основные параметры установки VERA: длительность импульса нейтронного генератора $\Delta t_{\text{н}} = 2$ мксек, число первичных нейтронов в импульсе $2 \cdot 10^6$ нейтрон/имп, частота следования импульсов $n = 500$ имп/сек, длина пролетной базы $l = 50$ м, энергетическое разрешение $0,04$ мксек/м.

Импульсные реакторы. В некоторых лабораториях мира построены специальные реакторы, в которых быстрым перемещением части делящегося материала на короткие интервалы времени достигается надкритическое состояние на мгновенных нейтронах. В результате лавинно развивающейся цепной реакции возникает очень мощная вспышка нейтронов, которую можно анализировать методом времени пролета. Пример такой установки — построенный в Объединенном институте ядерных исследований в г. Дубне импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР). Активная зона этого реактора представляет собой компактную сборку из плутониевых стержней, причем центральная часть активной зоны,

изготовленная в виде цилиндра из U^{233} , вмонтирована в быстро вращающийся диск (рис. 12.32). Массы неподвижной и подвижной частей активной зоны реактора рассчитаны таким образом, что пока урановый цилиндр находится вне неподвижной части, реактор пребывает в глубоко подкритичном состоянии, но в моменты совмещения этих частей возникает мгновенная надкритичность, величина которой контролируется регулируемыми стержнями. Общий недостаток подобных систем состоит в относительно большой продолжительности импульса 30—40 мксек, которую не удастся уменьшить из-за невозможности увеличения сверх некоторого предела скорости вращения диска, а также из-за некоторых особенностей кинетики развития в реакторе нейтронных лавин.

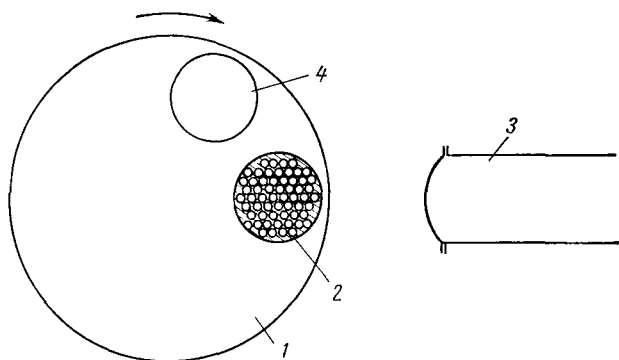


Рис. 12.32. Схема импульсного реактора на быстрых нейтронах ИБР:

1 — вращающийся диск; 2 — неподвижная часть активной зоны; 3 — труба пролетной базы; 4 — подвижная часть активной зоны.

Это заставляет для получения достаточно высоких энергетических разрешений работать на больших пролетных базах. Главная пролетная база реактора ИБР имеет длину 1 км, но и при такой базе разрешение оказывается порядка 50 нсек/м, что гораздо хуже, чем разрешение, достигаемое на импульсных ускорителях при длине базы всего несколько метров. Несмотря на очень мощные вспышки нейтронов, величина $Y/\Delta t^2$ оказывается невысокой, что ограничивает применимость данного рода установок. В то же время в отличие от рассмотренных выше реакторов с импульсной подсветкой, находящихся постоянно в неглубоком подкритическом состоянии, импульсные реакторы имеют очень низкий фон между импульсами. Поэтому при исследованиях в области низких энергий, где разрешение порядка нескольких десятков микросекунд на 1 м оказывается достаточным, импульсные реакторы имеют большие преимущества по сравнению с установками других типов.

Недавно на реакторе ИБР была сделана попытка объединить преимущества обеих систем. Установка была отрегулирована так, что в момент прохождения уранового цилиндра через активную

зону реактор оставался в подкритическом состоянии, и в этот момент в него подавался импульс нейтронов от мишени ускорителя электронов — микротрона. Длительность нейтронной вспышки при этом определяется параметрами ускорителя и составляет всего лишь несколько микросекунд (как и в рассмотренных выше обычных реакторах с импульсной подсветкой), а роль вращающегося диска сводится к сильному снижению между импульсами реактивности системы, а вместе с ней и фона. Это позволило существенно повысить достигаемое на установке разрешение, правда, ценой снижения общей интенсивности.

Своеобразной разновидностью рассматриваемого метода измерений является использование в качестве источника нейтронов ядерных взрывов. Серия испытаний подобного рода в космосе и под землей была проведена в США. Следует отметить, что отдельные узлы установки приходится создавать в расчете лишь на одну вспышку нейтронов, что связано не только со специфическими свойствами источника, но и с разрушающим действием взрывной волны. Вследствие того, что взрывная волна распространяется медленнее, чем нейтроны, детекторы успевают передать всю необходимую информацию до того, как они будут разрушены. Очень высокая мгновенная интенсивность потока нейтронов создает значительные затруднения с подбором подходящих детекторов. В значительной степени эти затруднения были преодолены применением активационных детекторов на вращающемся диске при условии очень сильной коллимации нейтронного пучка (см. гл. 14).

Необходимо отметить, что при любых измерениях методом времени пролета, как и при измерениях некоторыми другими методами, непосредственно измеряется спектр нейтронов в выходящем из реактора пучке, который может существенно отличаться от спектра внутри реактора. Вопрос о сопоставлении этих спектров очень важен для правильной интерпретации получаемых данных, но он относится к области реакторной физики. Что касается систем регистрации импульсов, то они полностью аналогичны уже рассмотренным выше детекторам, предназначенным для регистрации нейтронов на установках времени пролета в микросекундном диапазоне.

§ 12.5. КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ

Дифракционное отражение нейтронов кристаллами. Длина волны де Бройля для нейтронов $\lambda = h/mv$ может быть записана в виде

$$\lambda = \frac{0,286}{\sqrt{E}}, \quad (12.86)$$

где λ выражена в $\text{\AA}$, а E — в эв. Если на монокристалл падают нейтроны с длиной волны λ , сравнимой с межплоскостным рас-

стоянием d , то они отразятся от кристалла только в том случае, если угол скольжения Θ (угол между направлением пучка и плоскостями кристаллической решетки) удовлетворяет соотношению Брэгга:

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (12.87)$$

где n — какое-нибудь целое число. Если соотношение (12.87) не выполняется, то нейтроны с данной длиной волны отражаться не будут — они могут только диффузно рассеиваться или поглощаться кристаллами.

Необходимо только иметь в виду, что в любом кристалле имеется бесконечное число систем плоскостей. На рис. 12.33 отмечены три системы плоскостей (0, I и II) для двумерной квадратной решетки. Аналогичную картину можно представить и для трехмерной решетки произвольного типа. Обычно системы плоскостей кристалла обозначаются так называемыми индексами Миллера h, k, l . Если рис. 12.33 рассматривать как изображение в плане трехмерной кубической решетки и считать, что плоскости в системах 0, I и II расположены перпендикулярно плоскости рисунка, то их индексы будут $(1\ 0\ 0)$, $(1\ 1\ 0)$ и $(1\ 2\ 0)$ соответственно. Легко показать, что в кубической решетке расстояния между плоскостями

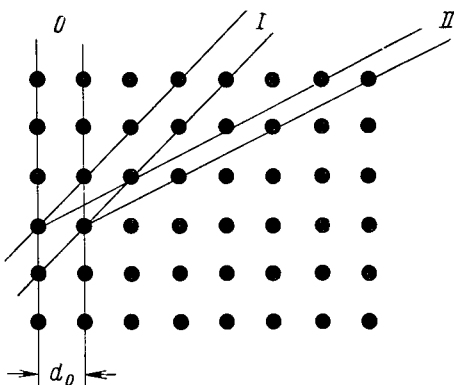


Рис. 12.33. Системы плоскостей в двумерной квадратной решетке.

обычно системы плоскостей кристалла обозначаются так называемыми индексами Миллера h, k, l . Если рис. 12.33 рассматривать как изображение в плане трехмерной кубической решетки и считать, что плоскости в системах 0, I и II расположены перпендикулярно плоскости рисунка, то их индексы будут $(1\ 0\ 0)$, $(1\ 1\ 0)$ и $(1\ 2\ 0)$ соответственно. Легко показать, что в кубической решетке расстояния между плоскостями

$$d = \frac{d_0}{(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}}, \quad (12.88)$$

где d_0 — максимальное межплоскостное расстояние в системе $(1, 0, 0)$. В результате может оказаться, что условие (12.87) не выполняется для одних систем плоскостей, но выполняется для других. Очевидно, что отражение нейтронов с $\lambda > 2d_0$ невозможно ни при каких условиях. Для нейтронов с $\lambda < 2d_0$ можно найти одно или несколько значений угла Θ , при которых происходит отражение от системы плоскостей $(1, 0, 0)$. Если $\lambda < 2d_0/\sqrt{2}$, то при определенных углах возможно отражение от системы плоскостей $(1, 1, 0)$ и т. д.

Строгая зависимость между углом Θ и длиной волны нейтронов λ , для которых возможно отражение, позволяет использовать кристаллы для спектрометрических целей.

Поликристаллические фильтры. Особенности прохождения нейтронов через поликристаллическое вещество, обусловленные

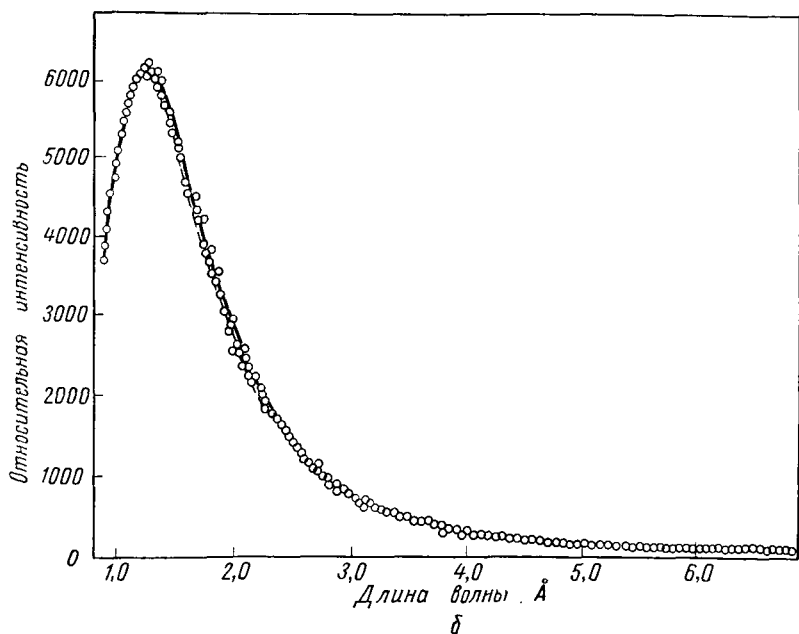
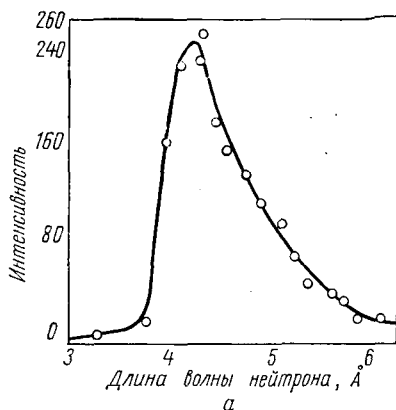


Рис. 12.34. Изменение спектра медленных нейтронов при прохождении через фильтр из поликристаллического бериллия:

a — спектр нейтронов после фильтра; *б* — спектр нейтронов до фильтра.

их волновыми свойствами, позволяют отфильтровывать из пучка нейтроны одних энергий, пропуская нейтроны других энергий почти не ослабленными. Поскольку для нейтронов с длиной

волны, превышающей граничное значение,

$$\lambda_{\text{гр}} = 2d_0, \quad (12.89)$$

отражение от кристалла невозможно, слой вещества с поликристаллической структурой может практически полностью рассеять нейтроны с $\lambda < \lambda_{\text{гр}}$, пропустив пучок нейтронов с $\lambda > \lambda_{\text{гр}}$ почти без изменения (при поликристаллической структуре на пути каждого нейтрона рано или поздно попадается кристаллик, ориентированный так, что нейтрон сможет от него отразиться и уйти из пучка в сторону). Для того чтобы такой фильтр не ослаблял проходящий через него пучок медленных нейтронов, вероятность поглощения нейтронов в нем должна быть достаточно малой. Обычно в качестве поликристаллических фильтров используют графит ($\lambda_{\text{гр}} = 6,7 \text{ \AA}$), бериллий ($\lambda_{\text{гр}} = 4,0 \text{ \AA}$) или окись бериллия ($\lambda_{\text{гр}} = 4,5 \text{ \AA}$). На рис. 12.34, а показан спектр нейтронов, прошедших через охлажденный жидким азотом поликристаллический бериллий. При $\lambda = 4 \text{ \AA}$ спектр резко обрывается, тогда как максимум максвелловского спектра нейтронов лежит около $1,2 \text{ \AA}$ (см. рис. 12.34, б).

Кристаллический монохроматор. Для выделения групп нейтронов с почти одинаковыми длинами волн используют большие монокристаллы, устанавливаемые в пучки нейтронов с непрерывным спектром. Если кристалл расположен так, что угол скольжения пучка по отношению к определенной системе плоскостей равен Θ , то от него отразятся и уйдут под углом 2Θ к оси пучка только те нейтроны, для которых выполнено условие (12.87). Остальные нейтроны или пройдут кристалл без отражения, или отразятся от других систем плоскостей в иных направлениях и в детектор 2 не попадут (рис. 12.35).

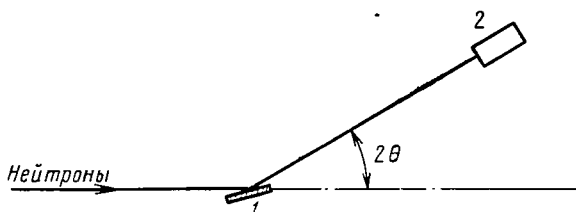


Рис. 12.35. Схема кристаллического монохроматора:

1 — кристалл; 2 — детектор.

Из соотношения (12.87) следует, что при заданных d и Θ существует бесконечная последовательность длин волн, для которых возможно отражение:

$$\lambda_n = \frac{2d \sin \Theta}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (12.90)$$

Этим длинам волн соответствуют энергии нейтронов

$$E_n = 0,0205 \frac{n^2}{d^2 \sin^2 \Theta}, \quad (12.91)$$

где E выражается в эв, d — в Å.

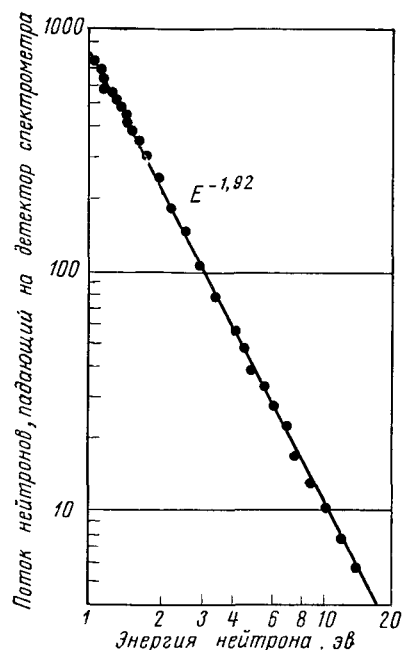
Однако с увеличением порядка отражения n резко падает интенсивность отраженного пучка. Можно показать, что интен-

сивность пропорциональна n^{-2} . Поэтому основное количество нейтронов будет соответствовать отражению первого порядка ($n = 1$), что обеспечивает удовлетворительную монохроматичность выделяемого пучка. От отражений высоких порядков можно полностью избавиться, пропустив падающий на монокристалл пучок нейтронов через поликристаллический фильтр из подходящего вещества. То, что энергия отражаемых нейтронов однозначно связана с углом Θ соотношениями

$$E = \frac{0,0205}{d^2 \sin^2 \Theta}; \sin \Theta = \frac{0,14}{d \sqrt{E}}, \quad (12.92)$$

позволяет изменением ориентации кристалла и с соответствующим перемещением детектора определять количества нейтронов с разной энергией, т. е. измерять энергетический спектр нейтронов в пучке. Одним из первых экспериментов этого рода

Рис. 12.36. Энергетический спектр выходящих из теплового реактора нейтронов, измеренный кристаллическим спектрометром.



была проверка закона $1/E$ для спектра нейтронов, выходящих из активной зоны ядерного реактора. Поскольку отражательная способность кристалла также следует закону $1/E$, интенсивность отраженного пучка в этом опыте должна убывать с энергией обратно пропорционально E^2 , что очень хорошо подтверждается полученными результатами (рис. 12.36).

Из соотношений (12.92) видно, что с увеличением энергии нейтронов угол скольжения Θ , при котором возможно отражение, быстро уменьшается. Так, при использовании кристалла LiF, у которого для системы плоскостей $(1 \ 1 \ 1)$ $d = 2,32$ Å, при энергии нейтронов 1 эв угол скольжения $\Theta = 3,5^\circ$, а при $E = 100$ эв

$\Theta = 0,35^\circ$. Работать со столь малыми углами очень трудно. Некоторый выигрыш позволяет получить использование систем плоскостей с более высокими индексами Миллера, ибо, как следует из (12.88), у таких систем меньше межплоскостные расстояния, а углы скольжения, следовательно, больше. Однако одновременно с уменьшением d падает плотность ядер в кристаллической плоскости (что можно видеть на рис. 12.33), а это приводит к уменьшению интенсивности отраженного пучка. В результате верхняя граница интервала энергий, в котором возможно применение кристаллических спектрометров, лежит в области энергий около 10—20 эв.

Выделяемые монокристаллами пучки монохроматических нейтронов можно использовать для различных измерений, например

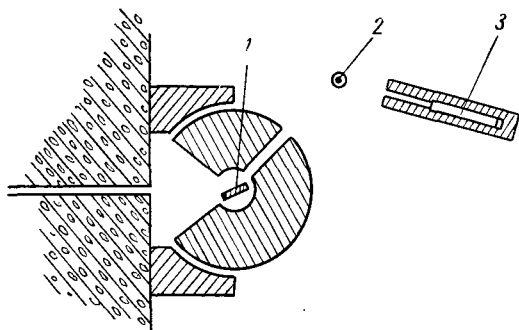


Рис. 12.37. Схема нейтронного спектрометра, установленного на пучке нейтронов, выходящих из атомного реактора:

1 — кристалл; 2 — поликристаллическое вещество; 3 — счетчик.

для определения эффективных сечений или для изучения структуры различных веществ. На рис. 12.37 показана схема нейтронного спектрометра Аргоннской национальной лаборатории в США, в котором полученный в результате отражения от кристалла пучок монохроматических нейтронов падает на образец из исследуемого поликристаллического вещества, а рассеянные образцом нейтроны регистрируются счетчиком. Поворачивая счетчик вокруг образца, можно снять угловое распределение рассеиваемых нейтронов (рис. 12.38). Зная длину волны падающих на образец нейтронов и угол рассеяния Θ , нетрудно для каждого пика определить межплоскостное расстояние d , а затем перемаркировать все пики индексами Миллера, сопоставив с ними определенные системы плоскостей. Расположение пиков, их относительные площади и ширины могут дать весьма полезные сведения о структуре исследуемого вещества.

Энергетическое разрешение при рассеянии нейтронов монокристаллами определяется двумя основными факторами: разбросом

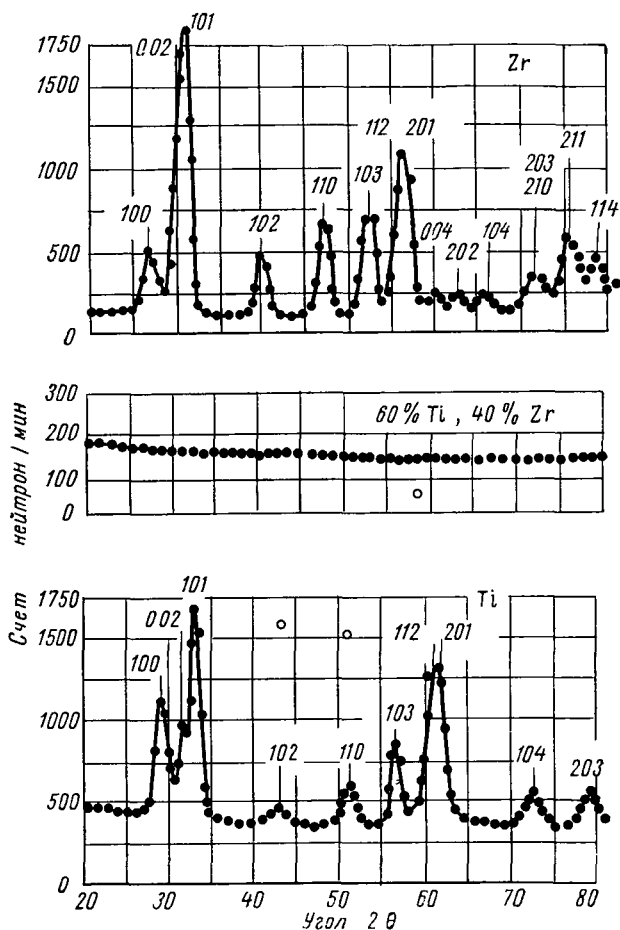


Рис. 12.38. Измеренные кристаллическим спектрометром угловые распределения нейтронов, рассеянных образцами циркония, сплава циркония с титаном и титана. Цифрами около пиков указаны индексы Миллера для соответствующих систем атомных плоскостей.

углов и несовершенством кристаллической структуры. Значение первого из этих факторов легко оценить, дифференцируя соотношение (12.87):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \operatorname{ctg} \Theta \cdot \Delta\Theta. \quad (12.93)$$

Используя очевидное равенство $dE/E = 2d\lambda/\lambda$ и полученные ранее соотношения, нетрудно последнее равенство преобразовать

к виду

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\Delta\Theta \sqrt{\frac{E}{E_{\text{гр}}} - 1}, \quad (12.94)$$

где $E_{\text{гр}}$ — энергия нейтронов, соответствующая граничной длине волны (12.89):

$$E_{\text{гр}} = \frac{0,286^2}{\lambda_{\text{гр}}^2} = \frac{0,0205}{d^2}. \quad (12.95)$$

Из (12.94) следует, что наиболее высокое разрешение данный метод обеспечивает при $E \approx E_{\text{гр}}$, а с ростом энергии нейтронов разрешение быстро ухудшается. Так, для упоминавшегося выше кристалла LiF при $\Theta \approx 0,5^\circ$ и средней энергии тепловых нейтронов (0,03 эв) из соотношений (12.94) и (12.95) следует, что $\Delta E/E \approx \approx 5\%$, тогда как уже при энергии 1 эв $\Delta E/E \approx 30\%$. При меньших значениях d разрешение оказывается гораздо лучше, зато интенсивность пучка, как уже отмечалось, падает.

Дефекты кристаллической решетки кристалла также могут заметно ухудшить разрешение. Так называемая мозаичность кристалла (см. § 11.5) приводит к появлению дополнительного углового разброса рассеиваемых нейтронов, который при использовании различных кристаллов колеблется от $3'(\text{Ge})$ до $1,3^\circ(\text{Fe}_3\text{O}_4)$. Очевидно, что мозаичность кристалла в большей степени повлияет на точность измерений в области малых углов отклонения, соответствующих нейтронам относительно высоких энергий, тогда как при работе с нейтронами низких энергий мозаичность может не проявиться.

Все перечисленные выше факторы приводят к тому, что диапазон энергий, в котором применимы кристаллические спектрометры, ограничивается снизу величиной $E_{\text{гр}}$ (0,003 эв), а сверху в лучшем случае значениями $E \approx 10 \div 20$ эв. Для повышения светосилы в некоторых установках используют изогнутые кристаллы, фокусирующие пучок нейтронов почти в одну точку (аналогичные устройства для работ с γ -квантами описаны в гл. 11). Это позволяет работать с образцами весьма малых размеров, что очень важно при исследованиях с разделенными изотопами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю з Д. Нейтронные пследования на ядерных котлах. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Р ы б а к о в Б. В., С и д о р о в В. А. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
3. П р а й с Б. Регистрация ядерного излучения. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Т у р ч и н В. Ф. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
5. Физика быстрых нейтронов. Т. 1. Техника эксперимента. Под ред. Дж. Марпона и Дж. Фаулера. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1963.
6. Методы измерения основных величин ядерной физики. Составители — редакторы Люк К. Юан и Ву Цзянь-сюн. Перев. с англ. М., «Мир», 1964.
7. Б е к у р ц К., В и р т ц К. Нейтронная физика. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.

МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Глава 13

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ

§ 13.1. ВВЕДЕНИЕ

С задачей измерения активности приходится сталкиваться всякий раз, когда требуется определить мощность имеющегося в распоряжении экспериментатора источника излучения, активность каких-либо узлов действующих установок, количество радиоактивного вещества при геологических, биофизических, химических и других аналогичных исследованиях, а также в целом ряде ядернофизических экспериментов, например при измерениях периодов полураспада радиоактивных веществ.

Интегральные и дифференциальные методы измерений. Интегральными называются методы измерений, при которых регистрируется суммарный эффект от более или менее длительного воздействия излучения на детектор (накопление электрического заряда на пластинах ионизационной камеры, выделение тепла в калориметре, потемнение стекла и т. п.).

Дифференциальными называются методы, при которых регистрируются отдельные частицы (электрические импульсы в камерах и счетчиках, треки частиц в фотопластинках и камерах Вильсона и т. п.).

Интегральные методы требуют, как правило, применения более простых технических средств, поэтому они развились раньше, чем дифференциальные, зато последние дают значительно большую информацию о протекаемых явлениях, позволяют более легко и надежно разделять различные типы частиц и, в частности, избавляться от фона посторонних излучений. К настоящему времени дифференциальные методы исследования в ядернофизических экспериментах почти полностью вытеснили своих «старших братьев». Тем не менее и поныне интегральные методы находят определенное применение в некоторых специальных случаях, о чем будет сказано ниже. В настоящей главе в основном рассматриваются дифференциальные методы измерений.

Абсолютные и относительные измерения. Абсолютными называются измерения, позволяющие непосредственно определить истинную активность источника в числе распадов в секунду. Как уже отмечалось в гл. 4, число регистрируемых установкой частиц оказывается, как правило, отличающимся от активности источника. Коэффициент пропорциональности между этими вели-

чинами, который будем здесь называть эффективностью измерительной установки ε , зависит от ряда факторов: геометрии установки, свойств детектора, толщины источника и т. п. В общем случае величину ε можно представить соотношением

$$\varepsilon = \varepsilon_d G f_1 f_2 \dots f_n, \quad (13.1)$$

где G — геометрический фактор; ε_d — эффективность детектора, равная вероятности регистрации попавшей в детектор частицы; $f_1, f_2, \dots, f_n$ — коэффициенты, учитывающие некоторые другие факторы, рассмотренные ниже. Если значение эффективности установки известно, то по зарегистрированному в единицу времени числу частиц a можно легко найти истинную активность источника:

$$A = \frac{a}{\varepsilon}. \quad (13.2)$$

Трудности, связанные с точной оценкой величины ε , заставляют часто прибегать к относительным измерениям, при которых активность неизвестного препарата A_x сравнивается с активностью так называемого эталонного источника, для которого соответствующая величина $A_э$ заведомо известна. Если можно предположить, что эффективности регистрации излучения изучаемого источника ε_x и эталона $\varepsilon_э$ одинаковы, то из очевидного соотношения

$$\frac{a_x}{a_э} = \frac{\varepsilon_x A_x}{\varepsilon_э A_э} \quad (13.3)$$

легко найти интересующую нас величину

$$A_x = A_э \frac{a_x}{a_э}, \quad (13.4)$$

так как a_x и $a_э$ — величины, непосредственно определяемые в ходе опыта; $A_э$, как отмечалось, считается величиной известной. Однако очень часто нельзя считать, что $\varepsilon_x = \varepsilon_э$. Поэтому даже при относительных измерениях необходимо иметь определенную информацию о зависимости эффективности детекторов от энергии излучения, свойств используемых источников и других факторов для введения соответствующих поправок.

Особенности взаимодействия с веществом различных типов излучения (α - и β -частиц, γ -квантов, нейтронов) обуславливают характерные отличия в применяемых для их регистрации приборах. Эти особенности будут рассмотрены ниже.

§ 13.2. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ α -ИСТОЧНИКОВ

13.2.1. Выбор типа детектора

Для регистрации α -частиц можно использовать практически любые детекторы ионизирующего излучения: ионизационные камеры, пропорциональные, сцинтилляционные и полупроводниковые

счетчики, ядерные фотоэмульсии, камеры Вильсона и другие. Основная особенность в применении этих приборов для регистрации α -излучения связана с тем, что из-за крайне малого пробега α -частиц в веществе изучаемый препарат должен быть очень тонким и его приходится или вводить непосредственно в чувствительный объем детектора, или помещать его рядом с этим объемом. В таком случае, естественно, разделительные перегородки должны отсутствовать или иметь очень малую толщину. Очевидно, что введение образца в чувствительный объем детектора не всегда удобно, так как это неизбежно сильно усложняет прибор и весь опыт.

При работе с газовыми ионизационными детекторами эти неудобства легче всего преодолеваются в так называемых проточных пропорциональных счетчиках (см. гл. 5). После открывания счетчика для введения препарата он прочищается быстрым продуванием газа, а затем газ непрерывно подается с очень малым расходом (1 см^3 в течение нескольких секунд), в результате в счетчике все время содержится чистая газовая смесь. Кроме того, особенности счетной характеристики пропорционального счетчика позволяют соответствующим подбором рабочего напряжения практически полностью избавиться от фона, связанного с β - и γ -излучением. При измерении α -активности фон проточного счетчика можно снизить до $0,1 \text{ имп/мин}$, что позволяет использовать его для измерения очень малых активностей.

Счетчики с тонким окошком, отделяющим образец от рабочего объема, удобно использовать при измерениях с быстрой сменой образцов, однако необходимость введения большого числа поправок сильно ограничивает их применение. Обычно такие счетчики используются для измерений с относительно высокоактивными препаратами и в дозиметрии. Количество вводимого в камеру α -активного вещества лимитируется в основном геометрией прибора и возникающими нагрузками аппаратуры. Поясним это утверждение на двух примерах.

В металлическом уране пробег α -частиц U^{238} составляет около 10 мг/см^2 . Если нанести на электроды камеры слой урана такой толщины, то при площади покрытия 100 см^2 общее количество урана в камере будет порядка 1 г и в 1 сек в нем будет происходить примерно $12\,000$ распадов. С учетом того, что из толстого слоя в газ камеры влетает только $1/4$ образующихся частиц, камера будет регистрировать около 3000 имп/сек , что намного ниже предельно допустимой для ионизационных камер скорости счета. Поэтому в данном случае количество α -активного вещества оказалось ограниченным размерами камеры, и в принципе можно было бы его увеличить, используя камеру больших размеров или с несколькими электродами. Если же вместо урана взять, например, Pu^{239} , то из-за весьма высокой удельной активности [около $2,3 \cdot 10^9 \text{ расп/(г} \cdot \text{сек)}$] его, как правило, не удастся вносить в камеру в количествах более $1\text{--}5 \text{ мг}$, потому что от наложения импульсов не спасает никакая дискриминация и, кроме того,

пространственный заряд искажает поле в камере. Таким образом, в данном случае количество вводимого в камеру вещества оказалось ограниченным загрузкой регистрирующей аппаратуры.

Использование сцинтилляционных счетчиков для регистрации α -частиц затрудняется тем, что, как уже отмечалось в гл. 6, световой выход от α -частиц во всех сцинтилляторах оказывается значительно ниже, чем от β -частиц той же энергии. Так, при энергии 5 Мэв отношение световых выходов от α - и β -частиц равно 0,5 для кристалла NaI и примерно 0,1 для пластических сцинтилляторов. Энергетическое разрешение, даваемое кристаллами типа NaI, хотя и уступает ионизационной камере с сеткой, но оказывается гораздо выше, чем у пластических сцинтилляторов. Поэтому если не требуется высокое временное разрешение, то при регистрации α -частиц используют обычно кристаллы галоидных солей щелочных металлов. При этом, так как пробег α -частиц в плотном веществе очень мал (α -частицы с энергией 5 Мэв имеют пробег в кристалле NaI около 0,03 мм), то оказывается возможным использовать кристаллы в виде тонких пластинок (толщиной в доли миллиметра). Это существенно снижает фон от β - и γ -излучений. Были получены кристаллы NaI размером около $2,5 \times 2,5$ см с толщиной порядка нескольких десятых долей миллиметра без заметного ухудшения разрешающей способности.

Широкое распространение для регистрации α -частиц получил сернистый цинк, активированный серебром, световой выход в котором в 3 раза больше, чем в кристалле NaI. Недостаток ZnS состоит в невозможности получения монокристаллов достаточных размеров, поэтому его применяют в виде мелкого порошка, толщина слоя которого должна быть порядка пробега α -частицы, т. е. около 8 мг/см^2 при $E_\alpha \approx 5 \text{ Мэв}$.

Другим недостатком ZnS является худшее, чем у NaI, энергетическое разрешение, поскольку слой пропускает лишь часть света. Зато по весьма низкому уровню фона счетчики с ZnS имеют преимущества даже перед газовыми счетчиками: использование слоя ZnS диаметром около 5 см позволяет довести фон до 0,3 отсчета/ч. Обычно ZnS применяется в счетных приборах (например, дозиметрических) в условиях, когда α -активный образец можно подвести практически вплотную к сцинтиллирующему слою, который, в свою очередь, нанесен прямо на торцовую поверхность фотоумножителя. При данных условиях геометрический фактор может достигать $(0,3 \div 0,4)$ 4л.

Для регистрации α -частиц можно также применять газовые сцинтилляторы, обладающие высоким быстродействием (10^{-8} сек), но низким энергетическим разрешением ($\sim 20\%$ при $E_\alpha \approx 5 \text{ Мэв}$). Этот метод используют при регистрации α -частиц на большом фоне β - и γ -излучения.

В последнее время для регистрации α -частиц стали широко применять как поверхностно-барьерные, так и диффузионно-дрейфовые полупроводниковые счетчики. Преимущества и осо-

бенности применения полупроводниковых детекторов были детально рассмотрены в гл. 7. Их единственным существенным недостатком является малая площадь, что ограничивает возможности их применения для регистрации α -частиц от изотопов с низкой удельной активностью. Для регистрации α -частиц пригодны также фотоэмульсии, однако значительный интервал времени, разделяющий моменты возникновения частицы и проявления фотопластинки, сильно затрудняет использование фотоэмульсий для определения временных характеристик распада. С целью преодоления такого ограничения был предложен метод, в котором источник α -частиц находился вне эмульсии и двигался вдоль пластинки. Этот метод был использован для определения малых периодов полураспада, однако вряд ли он имеет преимущества перед применением для тех же целей ионизационных камер и счетчиков.

Главные достоинства фотоэмульсий — очень высокая чувствительность и документальность — заставляют и сейчас иногда прибегать к применению этого весьма неудобного для экспериментатора метода (например, при исследовании космических лучей, когда вес и простота являются решающими характеристиками при выборе прибора). Тем не менее в наши дни удельный вес применения метода фотоэмульсий в научных исследованиях значительно меньше, чем ранее. Еще реже сейчас применяются в аналогичных целях камеры Вильсона и другие трековые приборы.

13.2.2. Дифференциальные методы измерений

Характерная особенность детекторов α -излучения состоит в их практически 100 %-ной собственной эффективности ϵ_d , что обусловлено высокой плотностью создаваемой ионизации. Тем не менее эффективность всей счетной установки ϵ оказывается, как правило, существенно отличной от единицы. Для удобства оценки величины ϵ целесообразно порознь рассмотреть два обычно встречающихся случая:

1. Альфа-активные ядра равномерно распределены в чувствительном объеме детектора. С данной ситуацией приходится сталкиваться при измерениях активности газообразных веществ, вводимых в ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и камеры Вильсона, а также при использовании фотоэмульсий, пропитанных солями радиоактивных элементов. Полная эффективность в этом случае практически равна $\epsilon_d (1 - f_c) \approx \epsilon_d$, где f_c — вероятность столь сильного уменьшения пробега частицы в чувствительном объеме детектора из-за стеночного эффекта, что создаваемый ею электрический импульс оказывается за порогом регистрации. Обычно стеночный эффект рассматривается для ионизационных камер и счетчиков (см. гл. 5), но он имеет место также и во всех других детекторах, причем оценить его

можно аналогичными средствами. В ионизационных камерах и счетчиках возможно также искажение импульсов в результате индукционного эффекта и эффекта рекомбинации, однако значение этих эффектов можно свести к ничтожно малой величине соответствующим выбором типа прибора и параметров наполняющей смеси.

Если величина f_c (а следовательно, и ε) известна, то по числу зарегистрированных за время t α -частиц a можно найти активность введенной в детектор порции радиоактивного вещества ($t \ll T$):

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{a}{t}. \quad (13.5)$$

Чтобы определить удельную активность $\mathcal{A}_0$, необходимо точно знать количество радиоактивного вещества в источнике m :

$$\mathcal{A}_0 = \frac{\mathcal{A}}{m} = \frac{a}{\varepsilon t m}. \quad (13.6)$$

В случае газонаполненных ионизационных камер, счетчиков, камер Вильсона и т. п. приборов определение m не вызывает особых затруднений — важно только точно определить границы рабочего объема детектора, который не совпадает с его полным объемом.

Зная удельную активность, легко найти постоянную распада вещества источника:

$$\lambda = \frac{\mathcal{A}_0}{n_0} = \frac{aA}{\varepsilon t m N_A}, \quad (13.7)$$

где n_0 — число ядер в 1 г вещества; A — атомный вес вещества источника; N_A — число Авогадро.

Как видно, точность определения удельной активности и постоянной распада определяется точностью оценки эффективности детектора ε , массы используемого вещества m и статистической точностью числа зарегистрированных α -частиц a . Время t при измерениях с регистрацией электрических импульсов известно практически точно. При работе с камерой Вильсона под величиной t необходимо понимать «живое» время измерений, равное произведению времени чувствительности камеры τ на число сделанных снимков (в этом случае a равно суммарному числу треков на всех снимках). Наконец, при работе с фотопластинками t — это время между «нагрузкой» эмульсии исследуемым веществом и ее проявлением. Поскольку оба эти процесса растянуты во времени, в величине t появляется некоторая неопределенность, которая, однако, обычно бывает относительно небольшой. Если время опыта сравнимо или больше периода полураспада исследуемого вещества, то в соотношения (13.5) — (13.7) необходимо

ввести поправочные экспоненциальные члены. Остальные величины в последних выражениях можно считать точными.

2. Теперь рассмотрим случай, когда α -активное вещество находится вне рабочего тела детектора, например в виде тонкого слоя на стенке ионизационной камеры, вне слоя фотоэмульсии или недалеко от поверхности кристалла сцинтилляционного или полупроводникового счетчика. Очевидно, что при таком расположении источника полная эффективность установки ε оказывается существенно меньше ε_d .

В данном случае выражение (13.1) принимает вид

$$\varepsilon = G f_{\text{п}} f_{\text{р}} \varepsilon_d, \quad (13.8)$$

где $f_{\text{п}}$ — коэффициент самопоглощения в источнике; $f_{\text{р}}$ — коэффициент, учитывающий обратное рассеяние (см. ниже).

Геометрический фактор G описывает вероятность того, что траектория родившейся в источнике частицы направлена в сторону чувствительного объема детектора. Для точечного источника с изотропным излучением и детектора с точно ограниченным чувствительным объемом

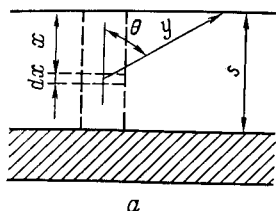
$$G = \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (13.9)$$

где Ω — телесный угол, под которым из точки расположения источника виден детектор (или его окно, через которое частицы могут попадать в чувствительный объем).

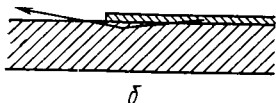
Отсюда ясно, что для счетчиков и камер с твердым покрытием на плоской стенке, когда пятно активного материала находится достаточно далеко от других стенок, геометрический фактор G можно принять равным 0,5. Такие счетчики называются 2π -счетчиками, поскольку они регистрируют частицы, вылетающие из источника в телесном угле 2π .

Коэффициент самопоглощения $f_{\text{п}}$, равный вероятности поглощения в источнике частицы, которая без поглощения попала бы в детектор и зарегистрировалась, можно оценить следующим образом. Пусть s — толщина источника и R — пробег α -частиц в веществе источника.

Очевидно, что из слоя dx , находящегося в источнике на глубине x (рис. 13.1, а), могут попасть в камеру и вызвать в ней электрический импульс только те частицы, которые вылетели под углами к вертикали от 0° до некоторого предельного угла $\Theta_{\text{пред}}(x)$,



а



б

Рис. 13.1. К расчету выхода частиц из источника в виде твердого слоя:

а — пути частиц в слое; б — рассеяние частиц в подложке.

при котором величина пробега частиц в веществе покрытия $y = pR$. Здесь p — максимальная доля пробега, которую частицы могут пройти в источнике и еще быть зарегистрированными ($p < 1$, так как частицы, попадающие в газ камеры с малой энергией, создают очень маленькие электрические импульсы, которые оказываются меньше порога дискриминации, устанавливаемого для отсеечения шумов радиосхемы и импульсов фона от β -частиц и γ -квантов). Доля частиц, попадающих в чувствительный объем детектора из слоя dx , определяется отношением телесного угла, соответствующего $\Theta_{\text{пред}}(x)$, к 2π :

$$f_{\pi}(x) = \frac{\Omega_{\text{пред}}}{2\pi} = \int_0^{\Theta_{\text{пред}}} \sin \Theta d\Theta = 1 - \cos \Theta_{\text{пред}}, \quad (13.10)$$

и так как

$$\cos \Theta_{\text{пред}} = \frac{x}{pR}, \quad (13.11)$$

то

$$f_{\pi}(x) = 1 - \frac{x}{pR}. \quad (13.12)$$

Очевидно, что имеет смысл применять источники с толщиной покрытия $s < pR$, так как слои вещества, лежащие на глубинах $x > pR$, все равно не были бы использованы. При этом общая доля частиц, регистрируемых камерой (из числа частиц, вылетающих в пределах угла 2π),

$$f_{\pi} = \frac{1}{s} \int_0^s f_{\pi}(x) dx = 1 - \frac{s}{2pR}. \quad (13.13)$$

Предельные случаи:

- 1) очень тонкий источник $\left(\frac{s}{pR} \ll 1\right)$, $f_{\pi} \approx 1$;
- 2) толстый источник $\left(\frac{s}{pR} \approx 1\right)$, $f_{\pi} \approx 0,5$.

Обратным рассеянием называется такой случай, когда α -частица, вылетевшая первоначально в глубь слоя, в результате рассеяния в самом веществе источника или в подложке отклонится в направлении поверхности и попадет в рабочий объем камеры (см. рис. 13.1, б). Этот эффект несколько увеличивает число регистрируемых импульсов по сравнению со сделанными выше расчетами.

Коэффициент обратного рассеяния f_p для α -частиц мало отличается от единицы благодаря малой вероятности рассеяния α -частиц на заметные углы, но этим отличием все же нельзя пренебречь при очень точных измерениях. Значение f_p проще всего найти экспериментально, исследуя зависимость скорости счета от толщины накладываемого на α -источник поглотителя (алюминевой фольги). Число прошедших через поглотитель частиц линейно уменьшается с увеличением толщины поглотителя s_p . В самом деле, если отсчитывать глубину слоя x' от внешней поверхности поглотителя ($x' = s_p + x$) и для простоты считать, что пробеги α -частиц в веществе источника и поглотителя одинаковы*, то написанные выше соотношения заменяются на следующие:

$$f'_p(x') = \frac{x'}{pR} \quad (13.14)$$

и

$$f'_p = \frac{1}{s} \int_{s_p}^{s_p+s} f'_p(x') dx' = f_p - \frac{s_p}{pR}. \quad (13.15)$$

Отсюда видно, что при изменении s_p от 0 до pR величина f'_p , а вместе с ней и число отсчетов счетчика будут линейно уменьшаться от своего максимального значения до нуля. Очевидно, что в силу крайне малой вероятности рассеяния α -частиц на большие углы обратное рассеяние может практически наблюдаться лишь для частиц, летящих почти параллельно поверхности источника (см. рис. 13.1, б). Такие частицы будут поглощаться самыми тонкими слоями поглотителя, а частицы, прошедшие более толстые слои, будут заведомо лишь частицами, не испытывавшими обратного рассеяния. Поэтому при малых толщинах поглотителей наблюдаются отклонения от линейной зависимости счета от толщины поглотителя (рис. 13.2). Производя линейную экстраполяцию прямолинейного участка кривых к нулевой толщине поглотителя и беря отношение действительной скорости счета при нулевой толщине поглотителя к экстраполированному значению, можно получить значение коэффициента обратного рассеяния f_p . Следует отметить, что значения f_p зависят не только от типа материала, но и от качества его обработки. Во всяком случае, значения f_p , приведенные на рис. 13.2, являются типичными, т. е. обычно значения f_p отличаются от единицы на 1—5%.

При определении коэффициентов G , f_p и f_p неизбежно возникают некоторые неопределенности, отражающиеся на точности измерений. Относительные измерения в значительной степени

* Данное допущение не ограничивает общности рассмотрения, что становится вполне очевидным, если выражать толщины слоев не в см и не в мг/см², а в долях пробега α -частицы.

позволяют избавиться от некоторых подобных неопределенностей, хотя при использовании разных образцов, строго говоря, ϵ_x никогда не равна ϵ_0 . Тем не менее ряд факторов (например,

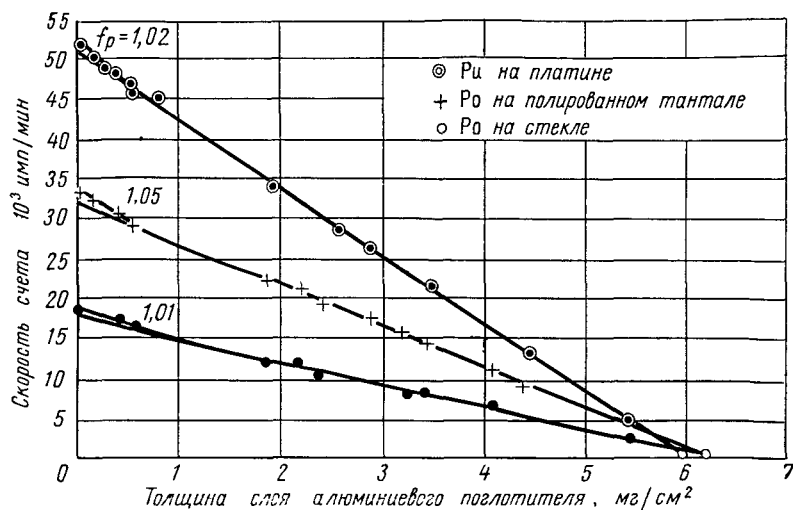


Рис. 13.2. Зависимость скорости счета α -частиц из различных источников от толщины алюминиевого поглотителя.

различия в толщине образцов) можно довольно точно учесть, и поэтому точность относительных измерений оказывается значительно выше, чем абсолютных.

13.2.3. Интегральные методы измерений

Измерение электрического заряда, создаваемого в ионизационных камерах, с помощью электрометров. Это один из наиболее старых методов исследования α -излучения. Суть его сводится к следующему.

Если ионизационную камеру и электрометр, которые можно рассматривать как два параллельно включенных конденсатора (рис. 13.3, а), зарядить до некоторого потенциала V , а затем разомкнуть ключ K , то при отсутствии ионизирующего излучения и доброкачественных изоляторах заряд будет сохраняться в системе неограниченно долгое время. Поэтому нить электрометра, отклонившаяся при заряде в крайнее положение, будет оставаться в покое. Если теперь между пластинами ионизационной камеры появится ионизирующее излучение, то система начнет разряжаться, что тут же будет отмечено смещением нити электрометра. До тех пор, пока между пластинами камеры будет сохраняться напряжение, достаточное для обеспечения тока насыщения, число перетекших зарядов будет пропорционально количеству возник-

ших в камере пар ионов, и если каждая α -частица создаст в камере одно и то же число ионов, то изменение показаний электрометра будет пропорционально числу прошедших через камеру частиц.

В дальнейшем этот метод подвергся различным усовершенствованиям. Так, подключение электрометра к большому сопротивлению R (см. рис. 13.3, б) позволяет измерять не суммарное количество перетекших зарядов, а интенсивность перетекания зарядов, т. е. ток, который пропорционален интенсивности ионизирующего

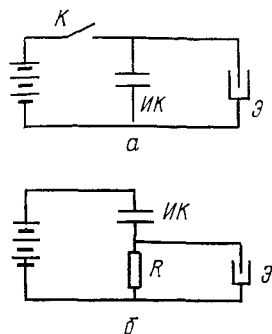


Рис. 13.3. Схемы включения ионизационных камер:

а — для измерения утечки заряда камеры; *б* — для измерения тока, протекающего через камеру; *ИК* — ионизационная камера; *Э* — электрометр; *К* — ключ.

излучения и отражает все ее изменения во времени. Затем электрометр был заменен электрометрическим усилителем.

В этом виде метод используется и в настоящее время при некоторых прикладных измерениях (например, при геологических исследованиях и в дозиметрии). Чувствительность метода весьма высока. Так, при попадании в камеру в 1 мин одной α -частицы с энергией около 4 Мэв возникает ток $3 \cdot 10^{-16}$ а, который уже может быть зарегистрирован ламповым электрометром. Но даже в своем первоначальном виде этот принцип измерений позволил провести несколько очень важных исследований.

Калориметрический метод. Этот метод пригоден для измерений лишь весьма мощных источников, так как количество тепла, выделяемого препаратом с активностью 1 кюри, составляет всего 5 Е кал/ч, где E — энергия, поглощаемая в калориметре на один акт распада, Мэв. Следует отметить, что E далеко не всегда равна E_α , так как помимо α -частиц при распаде может возникать излучение и других типов. В то же время величина E не равна и полной энергии распада, потому что за счет большой проникающей способности γ -излучения энергия будет «застревать» в калориметре лишь частично. В результате этой неопределенности метод трудно использовать для абсолютного определения активности препаратов (легко проходят лишь относительные измерения, при которых сравниваются различные препараты одного и того же элемента). Поэтому, несмотря на одно значительное достоинство — отсутствие ограничений в толщине источников, данный метод измерений в последнее время используется весьма редко.

§ 13.3. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ИСТОЧНИКОВ

Способы регистрации α - и β -излучения во многом аналогичны. Однако существенные различия в поведении α - и β -частиц при прохождении их через вещество накладывают специфические

особенности на конструкцию детекторов. Так, значительно большие пробеги β -частиц позволяют делать детекторы для их регистрации с гораздо более толстыми стенками. С другой стороны, сильное рассеяние β -частиц и меньшая ионизирующая способность затрудняют их абсолютную регистрацию, тогда как абсолютный счет α -частиц не вызывает серьезных затруднений. Поэтому целесообразно особо остановиться на методах, используемых для абсолютных измерений β -активных препаратов.

13.3.1. Абсолютные измерения β -активности

4л-Счетчики. Применение для абсолютных измерений β -активности 2л-счетчиков, аналогичных 2л-счетчикам для α -частиц, дает значительно худшие результаты из-за гораздо большего обратного рассеяния β -частиц. Эта трудность исключается в так называемых 4л-счетчиках (рис. 13.4), в которых источник излучения в виде тонкого слоя находится в центре чувствительного объема детектора. При таком расположении источника почти каждая β -частица попадает в чувствительный объем счетчика и вызывает появление электрического импульса, в результате чего полная эффективность прибора оказывается весьма близкой к 100%. Аналогичную систему можно сделать, зажав источник между кристаллами двух сцинтилляционных счетчиков. С 4л-счетчиками удается получить весьма высокую точность абсолютных измерений ($\sim 0,5\%$).

Метод $\beta - \gamma$ -совпадений. Очень часто β -распад сопровождается вылетом γ -кванта. В этом случае абсолютное число распадов в источнике можно определить с помощью двух счетчиков, эффективность которых далека от 100% и притом вообще неизвестна. Суть этого метода состоит в следующем.

Пусть первый счетчик с полной эффективностью ϵ_1 регистрирует только β -частицы. Если число распадов в источнике в 1 сек равно A , то число регистрируемых этим счетчиком импульсов $a_1 = \epsilon_1 A$. Аналогично число импульсов от γ -квантов, регистрируемых вторым счетчиком, $a_2 = \epsilon_2 A$. Число совпадений импульсов в обоих счетчиках, как нетрудно видеть, должно быть следующим: $a_c = \epsilon_1 \epsilon_2 A$. Отсюда следует, что

$$\frac{a_1 a_2}{a_c} = A. \quad (13.16)$$

Поэтому, измеряя количества импульсов a_1 , a_2 и число совпадений a_c , легко определить истинное число распадов, происходящих

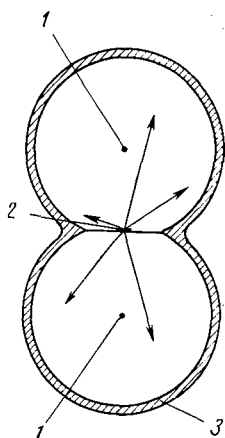


Рис. 13.4. Схема 4л-счетчика:

1 — нить счетчика;
2 — источник; 3 — корпус.

в образце в единицу времени. В действительности в это соотношение необходимо ввести ряд поправок, связанных с возможностью регистрации счетчиками также конверсионных электронов, оже-электронов и тормозного излучения, сопровождающего вылет электронов, однако эти поправки, как правило, не превышают 1—2% величины $\mathcal{A}$. Существенное значение имеет поправка на случайные совпадения. Поскольку число истинных совпадений пропорционально $\mathcal{A}$, а число случайных совпадений пропорционально $\mathcal{A}^2$ (см. гл. 3), данный метод удается использовать только для работ с относительно слабыми источниками. Казалось бы,

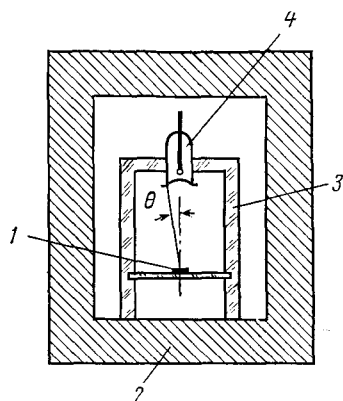


Рис. 13.5. Устройство для измерений с торцовым счетчиком: 1 — источник β-частиц; 2 — свинцовая защита; 3 — стойка из плексигласа; 4 — торцовый β-счетчик.

можно точно учесть некоторые эффекты, искажающие соотношение между числом регистрируемых импульсов и количеством распадов в источнике. В общем случае эффективность установки для регистрации β-частиц

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{дг}} G f_{\text{сч}} f_{\text{п}} f_{\text{р}}, \quad (13.17)$$

где $f_{\text{сч}}$ — коэффициент поглощения электронов в окне счетчика и воздушной прослойке; $f_{\text{п}}$ — коэффициент рассеяния и поглощения электронов в самом источнике; $f_{\text{р}}$ — коэффициент обратного рассеяния подложкой источника.

Обычная геометрия эксперимента при измерениях с торцовыми счетчиками показана на рис. 13.5. Для точечного источника

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} (1 - \cos \Theta). \quad (13.18)$$

Для неточечного источника, радиус которого $r \ll d$ (d — расстояние между источником и счетчиком),

$$G = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \Theta \left[1 + \frac{3r^2}{2d^2} \left(\frac{\sin 2\Theta}{4} \right)^2 \right] \right\}. \quad (13.19)$$

Чтобы получить правильные результаты с помощью этой формулы, нужно учесть возможные искажения электрического поля вблизи окна счетчика и необходимость электрону пройти в газе счетчика некоторый минимальный отрезок пути для появления электрического импульса. Оба эти фактора учитываются тем, что при определении угла Θ берется не истинное окно счетчика, а сечение счетчика, отстоящее на 4—5 мм выше от окна.

Величина $f_{\text{сч}}$ находится обычно экспериментально: между источником и счетчиком помещают алюминиевые фольги различной толщины (алюминий, слюда и воздух имеют примерно одинаковые массовые коэффициенты поглощения β -частиц), снимают зависимость числа отсчетов счетчика от общей толщины материала (в мг/см^2), а затем экстраполируют полученные результаты к нулевой толщине. Величина $f_{\text{сч}}$ очень сильно зависит от энергии β -частиц. Так, окошко из слюды толщиной 3 мг/см^2 поглощает около 7% β -частиц при максимальной энергии β -спектра 1 Мэв и 30% при энергии 0,3 Мэв. Если поправка на поглощение оказывается очень большой, то определение значений $f_{\text{сч}}$ методом экстраполяции становится ненадежным. Рассеяние в воздухе при расстояниях между источником и окном счетчика порядка нескольких сантиметров и малой энергии β -частиц может увеличивать число регистрируемых частиц до 5%. Соответствующую поправку можно найти, откачивая воздух из домика или изменяя расстояние между счетчиком и источником.

Чтобы определить величину $f_{\text{п}}$, необходимо учесть два противоположно действующих фактора:

1) поглощение в источнике уменьшает число отсчетов счетчика;

2) рассеяние электронов увеличивает число отсчетов, так как рассеиваются в основном электроны, летящие вдоль слоя, что приводит к увеличению числа электронов, вылетающих из источника перпендикулярно к его поверхности. В тонких слоях эффект рассеяния компенсирует или может даже превышать эффект поглощения. Величина $f_{\text{п}}$ зависит от толщины источника, энергии β -частиц и атомного номера вещества мишени Z . Для средних значений Z и толщины источника порядка 1/20 величины пробега, коэффициент $f_{\text{п}}$ оказывается очень близким к единице.

Коэффициент $f_{\text{р}}$, равный отношению количества регистрируемых импульсов с подложкой и без нее, может иметь значения от 1 до 2 в зависимости от толщины и атомного номера материала подложки. Его значение проще всего определить экспериментально, меняя материал подложки и ее толщину. Использование

толстых подложек из тяжелых материалов может привести к увеличению скорости счета на 50—60%, тогда как применение материалов с малым Z при толщине слоя $< 1/5$ пробега электрона с максимальной энергией приводит к гораздо меньшим поправкам и поэтому более предпочтительно. Исходя из этих же соображений, источник не следует класть на дно защитного домика, а располагать его на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности свинца.

Рассеяние от дна и стенок защитного домика может быть сведено к пренебрежимо малой величине, если покрыть все детали слоем вещества с малым Z и расположить их подальше от траекторий электронов, летящих из источника в счетчик. Следует иметь в виду, что величины всех указанных коэффициентов зависят не только от максимальной энергии β -спектров Q_β , но также и от формы распределения β -частиц по энергиям. Как известно, форма β -спектров в первом приближении описывается известной формулой

$$N(\mathcal{E}) = C(\mathcal{E}^2 - 1)^{1/2} \left[(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2 - \left(\frac{m_\nu}{m_e} \right)^2 \right]^{1/2} \mathcal{E}(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}), \quad (13.20)$$

в которой $\mathcal{E} = \mathcal{E}/m_e c^2$; $\mathcal{E}_0 = Q_\beta/m_e c^2$; m_e и m_ν — массы покоя электрона и нейтрино соответственно; C — константа. Однако эта формула не учитывает зависимости формы β -спектра от порядкового номера ядра, от знака испускаемых частиц (+ или —), а также от степени запрета β -распада. Особенно сильно эти различия проявляются при малых значениях Q_β . При больших значениях Q_β их относительная роль невелика, и часто ими можно просто пренебречь.

13.3.2. Относительные измерения β -активности

Сравнение скорости счета от исследуемого препарата со скоростью счета от препарата, активность которого заведомо известна, позволяет зачастую очень легко и точно найти активность интересующего нас источника.

Если сравниваются активности источников из одного и того же материала одинаковой толщины, на одной и той же измерительной установке и в одинаковых условиях, то можно считать, что в соотношении (13.3) $\varepsilon_x = \varepsilon_a$, и тогда для определения активности интересующего нас источника можно воспользоваться простой формулой (13.4). В более общем случае

$$\frac{a_x}{a_a} = \left(\frac{g_x}{g_a} \right) \left(\frac{f_{c\chi}^x}{f_{c\chi}^a} \right) \left(\frac{f_{\pi}^x}{f_{\pi}^a} \right) \left(\frac{f_{\rho}^x}{f_{\rho}^a} \right) \frac{A_x}{A_a} \cdot \frac{\varepsilon_d^x}{\varepsilon_d^a}. \quad (13.24)$$

Следует отметить, что отношения коэффициентов f_i^x/f_i^a оказываются, как правило, гораздо ближе к единице, чем сами эти коэффициенты. Поэтому даже в том случае, когда сокращение отдельных

коэффициентов невозможно, влияние поправок на измеренную величину отношения A_x/A_z оказывается значительно меньше, чем при абсолютных измерениях.

Точность относительных измерений зависит не только от статистической точности количеств зарегистрированных импульсов и точности определения поправочных коэффициентов, но также и от точности, с которой известна активность применяемого эталона. Поэтому качество эталонных источников является важным фактором при измерении активности β -источников данным методом.

В качестве эталонного β -излучателя очень часто используется $\text{Ra}^{234}(\text{UX}_2)$, находящийся в равновесии с природным ураном. Из известной схемы распада U^{238} видно, что после химической

Т а б л и ц а 13.1

Радиоактивное семейство урана

Ядро	Тип распада	Период полураспада	Ядро	Тип распада	Период полураспада
$\text{U}^{238}(\text{U})$	α	$4,5 \cdot 10^9$ лет	$\text{Bi}^{214}(\text{RaC}) \left\{ \begin{array}{l} \alpha (0,02\%) \\ \beta (99,98\%) \end{array} \right.$	$\alpha (0,02\%)$	$19,7$ мин
$\text{Th}^{234}(\text{UX}_1)$	β	$24,1$ суток		$\beta (99,98\%)$	$1,64 \cdot 10^{-4}$ сек
$\text{Ra}^{234} \left\{ \begin{array}{l} \text{UX}_2 \\ \text{UZ} \end{array} \right.$	β	$1,14$ мин		α	$1,32$ мин
	β	$6,75$ ч		β	21 , год
$\text{U}^{234}(\text{UII})$	α	$2,5 \cdot 10^5$ лет	$\text{Pb}^{210}(\text{RaD})$	β	$5,01$ суток
$\text{Th}^{230}(\text{Io})$	α	$8,0 \cdot 10^4$ лет	$\text{Bi}^{210}(\text{RaE})$	β	$138,4$ суток
Ra^{226}	α	1622 лет	Po^{210}	α	∞
Rn^{222}	α	$3,823$ суток	Pb^{206}	Стабилен	∞
$\text{Po}^{218}(\text{RaA})$	α	$3,05$ мин			
$\text{Pb}^{214}(\text{RaB})$	β	$26,8$ мин			

очистки урана, освобождающей его от всех последующих β -излучателей, Ra^{234} через некоторое время придет в радиоактивное равновесие с ураном, после чего его активность практически не будет изменяться (табл. 13.1). Остальные β -активные продукты семейства урана, удаленные химической очисткой, будут накапливаться очень медленно. Как видно из схемы семейства урана, для прихода в радиоактивное равновесие первого из них, а следовательно, и всех последующих требуется время, измеряемое сотнями тысяч лет, поэтому их β -активностью в данном случае можно пренебречь. При распаде Ra^{234} , находящегося в равновесии с 1 мг урана, образуется $12,1$ β -частиц в 1 сек при максимальной энергии β -спектра $2,3$ Мэв, поэтому абсолютное значение активности эталона можно определить просто взвешиванием препарата. Для задерживания α -частиц и мягкого β -излучения Th^{234} приходится применять тонкие поглотители. Из-за низкой удельной активности урана тонкие источники дают очень низкую скорость счета, что является, естественно, их недостатком. Сильные тонкие

источники Ra^{234} можно изготовить, выделив из урана Th^{234} , однако срок службы таких источников весьма ограничен.

Кроме Ra^{234} для изготовления стандартов используют и другие вещества, например Bi^{210} ($T_{1/2} = 5,01$ суток), находящийся в равновесии со своим материнским продуктом Pb^{210} ($T_{1/2} = 21$ лет). Абсолютную активность данного источника можно найти по α -активности дочернего продукта Po^{210} ($T_{1/2} = 138,4$ суток), если он также пришел в равновесие с Pb^{210} (см. табл. 13.1).

Стандартные источники используются не только при относительных измерениях β -активности, но также для контроля стабильности регистрирующей аппаратуры и в некоторых других задачах.

13.3.3. Особые случаи измерения β -активности

Разделение электронов и позитронов. Если при измерении активности β -препарата необходимо определить знак испускаемых частиц, то наиболее просто это можно сделать, наблюдая отклонение электронов в однородном поперечном магнитном поле (рис. 13.6, а). Для увеличения эффективности (светосилы) метода можно воспользоваться неоднородным поперечным полем, ибо, как показывает детальный анализ, в таком поле все электроны одного знака независимо от направления их вылета из источника будут диффундировать в определенном направлении, перпендикулярном направлению градиента поля (см. рис. 13.6, б).

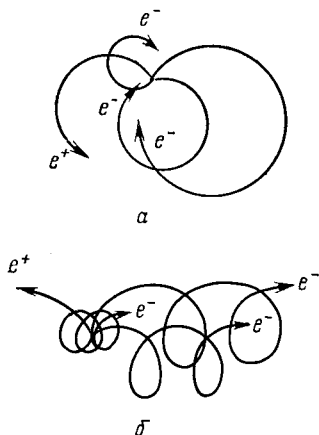


Рис. 13.6. Траектории электронов и позитронов:

а — в однородном; б — в неоднородном магнитных полях.

Позтому если около исследуемого препарата поместить два γ -счетчика, включенных на схему совпадений, то в случае β^- -источника число совпадений или не будет зависеть от угла Θ между направлениями из источника на счетчики (когда регистрируются только случайные совпадения), или эта зависимость будет плавной и не очень сильной, хотя и заметной (в случае угловой корреляции сопровождающего β -распад γ -излучения). Если же экспериментатор работает с источником позитронов, то число совпадений должно резко возрастать при $\Theta = 180^\circ$.

При этом, однако, следует иметь в виду, что сопровождающее β -распад γ -излучение может само порождать позитроны (если энергия γ -квантов превышает 1 Мэв), аннигиляция которых приведет к возрастанию числа совпадений при $\Theta = 180^\circ$ и в случае β^- -распада. Поправку на этот эффект приходится учитывать при интерпретации результатов каждого подобного эксперимента.

Указанными способами удастся выделить и зарегистрировать один позитрон на фоне до 10^8 электронов (в случае смешанных схем распада или при анализе смеси веществ).

Измерение β -активности газов. Если радиоактивное вещество находится в каком-либо газе, например в воздухе, то его активность проще всего определить, введя этот газ прямо в ионизационную камеру. Таким образом измеряют, в частности, содержание радиоактивного изотопа C^{14} в углекислом газе. Аналогичный прием используется в дозиметрии для непрерывного контроля содержания радиоактивных веществ в воздухе. При этом воздух из контролируемого помещения прокачивается через ионизационную камеру. Для предотвращения попадания в последнюю ионов, возникших вне камеры, воздух сначала пропускается через другую ионизационную камеру, в которой электрическое поле очищает его от ионов.

Регистрация мягкого β -излучения. Типичным излучателем мягких β -частиц является тритий, у которого верхняя граница β -спектра лежит при энергии $18,5\text{ кэв}$. Этой энергии соответствует пробег электронов в слюде, равный всего лишь $0,7\text{ мг/см}^2$, тогда как окошки β -счетчиков имеют толщину порядка $2\text{—}3\text{ мг/см}^2$. Очевидно, что столь мягкие β -частицы могут регистрироваться только при условии введения β -активного вещества в рабочий объем камеры или счетчика (обычно проточного). Зато при столь малых энергиях нетрудно создать условия, при которых весь пробег электрона укладывается в газе счетчика, что открывает возможность измерений энергий β -частиц по амплитуде электрических импульсов.

§ 13.4. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Общие особенности регистрации γ -излучения. Большая проникающая способность γ -излучения (см. гл. 3) дает большую свободу выбора материалов и толщин стенок измерительных приборов. С другой стороны, относительно малая вероятность взаимодействия γ -квантов с веществом предопределяет в большинстве случаев низкую собственную эффективность регистрации детекторов ϵ_d ; если при регистрации заряженных частиц $\epsilon_d \approx 1$, то характерные значения этой величины для многих типов детекторов γ -квантов оказываются равными примерно $0,01$ и даже еще меньше. Это приводит не только к низкой эффективности всей установки, но и к необходимости учета зависимости ϵ_d от энергии падающего излучения. Строго говоря, даже для одного опреде-

ленного счетчика нельзя назвать определенное значение ε_d , так как ее величина зависит, в частности, от ориентации счетчика относительно потока излучения.

При попытках точного вычисления ε_d и ε приходится неизбежно сталкиваться с необходимостью учета целого ряда факторов. Некоторые из них будут рассмотрены ниже применительно к некоторым конкретным типам детекторов, но уже сейчас можно отметить, что их обилие и трудности проведения точных расчетов приводят в большинстве случаев к невозможности достижения высокой точности в расчете ε_d .

Другой серьезной помехой на пути измерений активности источников по числу регистрируемых γ -квантов является сложность схем распада. Настраивать прибор на регистрацию γ -квантов определенной энергии в общем случае нельзя, так как не при каждом акте распада такие кванты могут появиться. Если же потребовать, чтобы прибор регистрировал кванты всех возможных энергий, то тогда для каждой линии спектра пришлось бы проводить точный расчет эффективности детектора с учетом всех поправок, что усугубляет трудности и ухудшает точность. В первом приближении, если обозначить вероятность появления кванта i -й группы при распаде одного ядра p_i , а вероятность его регистрации детектором ε_i , то средняя вероятность регистрации акта распада детектором (при условии, что все $p_i \varepsilon_i \ll 1$)

$$\bar{\varepsilon}_d = \sum_i p_i \varepsilon_i. \quad (13.22)$$

Значения p_i находятся непосредственно по схемам распада, однако зачастую они известны с невысокой точностью. При вычислениях ε_i , как отмечалось выше, приходится сталкиваться с серьезными трудностями, в результате чего точность расчетов получается также невысокой. Общая точность абсолютных измерений активности γ -препаратов оказывается не лучше нескольких процентов.

При относительных измерениях, если сравниваются активности двух различных образцов одного и того же радиоактивного вещества и на одной и той же установке, можно считать, что $\varepsilon^1 = \varepsilon^2$ и отношение активностей просто равно отношению количеств регистрируемых импульсов. Если же сравниваются активности препаратов разных веществ, то $\varepsilon^1 \neq \varepsilon^2$ и в измерениях величины приходится вводить различные поправки, которые минимальны при использовании в качестве детектора большого бака с жидким сцинтиллятором, так как в этом случае регистрация почти любого кванта весьма близка к единице.

В результате всех изложенных выше обстоятельств при измерении активности источников регистрации γ -квантов стараются по возможности избегать, используя для этой цели регистрацию заряженных частиц. В тех случаях, когда это почему-либо невозможно осуществить (например, при определении активности пре-

паратов, запаянных в непроницаемые для заряженных частиц ампулы), силу источника определяют по интенсивности создаваемого им ионизационного эффекта. Измерения этого типа гораздо проще и не требуют введения каких-либо сложных поправок, так как их конечной целью является по существу регистрация самого аппаратурного эффекта — дозы поглощенной энергии излучения. Поскольку на практике иногда все же приходится сталкиваться с необходимостью определения активности источника по числу испускаемых им γ -квантов, рассмотрение возможностей решения данной задачи представляет определенный интерес. Ниже очень кратко обсуждаются свойства различных детекторов γ -излучения, существенно влияющие на их эффективность.

Счетчики Гейгера — Мюллера. Механизм работы счетчика Гейгера — Мюллера описан в разд. 5.4.1. Чтобы определить собственную эффективность счетчика ϵ_d , необходимо учесть:

- 1) ослабление γ -излучения стенками счетчика;
- 2) вероятность рождения электронов в стенке счетчика;
- 3) угловое и энергетическое распределения возникающих электронов;
- 4) самопоглощение и рассеяние электронов в стенках счетчика;
- 5) вероятность вылета электрона в направлении чувствительного объема счетчика;
- 6) возникновение электронов в газе камеры;
- 7) вероятность того, что попавший в чувствительный объем электрон будет зарегистрирован (т. е. что он создаст хотя бы одну пару ионов);
- 8) особенности геометрии счетчика, включая расположение изоляторов, охранных трубок и других деталей;
- 9) влияние краевых, стеночных и других эффектов.

Совершенно ясно, что провести точный расчет с учетом всех этих факторов весьма трудно. Однако для оценки величины ϵ_d при условии, что толщина стенок счетчика d больше пробега возникающих электронов в материале стенок, можно воспользоваться приближенным соотношением

$$\epsilon_d \approx \mu_{\phi} R_{\phi} + \mu_K R_K + 2\mu_{\Pi} R_{\Pi}, \quad (13.23)$$

где μ_{ϕ} , μ_K , μ_{Π} — коэффициенты поглощения γ -квантов в материале стенок счетчика; R_{ϕ} , R_K , R_{Π} — пробеги электронов в том же материале, причем индексы « ϕ », « K » и « Π » относятся к фотоэффекту, комптон-эффекту и эффекту образования пар соответственно. Все величины, входящие в написанное выше соотношение, можно найти с помощью графиков или таблиц (см. гл. 2). Сравнение с экспериментальными данными показывает, что результаты расчетов по приведенной формуле отличаются от истинных значений ϵ_d на более чем в 1,5—2 раза. На рис. 13.7 показана зависимость ϵ_d от E_{γ} и материала катода. Как видно, значения ϵ_d практически во всех случаях оказываются порядка 1—2 %, имеют

легко объяснимую зависимость от E_γ и очень слабо зависят от материала стенок (рост Z приводит к увеличению μ_i и уменьшению R_i). Слабо зависит ϵ_d и от толщины стенок счетчика d (если $d > R$).

Полную эффективность регистрации γ -квантов можно найти, как и для случая регистрации заряженных частиц, с помощью

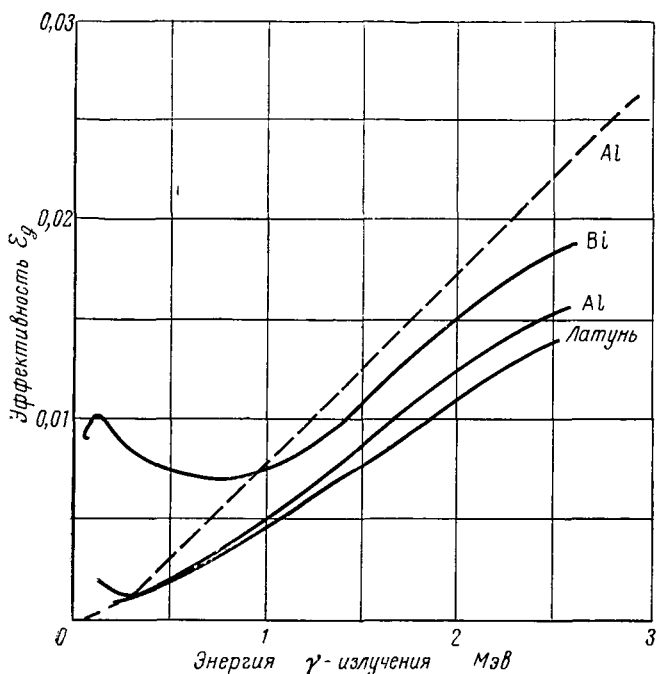


Рис. 13.7. Зависимость эффективности регистрации ϵ_d от энергии γ -излучения для трех материалов катода счетчика
пунктир — расчетная кривая.

аналогичного соотношения (13.17). Следует отметить, что коэффициенты $f_{сч}$, f_n и f_p в случае жесткого γ -излучения оказываются весьма близкими к единице, и их влиянием можно пренебречь. Геометрический фактор G для каждого конкретного случая можно найти пространственным интегрированием. Если расстояние между центрами источника и счетчика b гораздо больше размеров счетчика, то

$$G \approx \frac{s}{4\pi b^2}, \quad (13.24)$$

где s — площадь сечения счетчика, перпендикулярного направлению на источник.

Иногда для повышения эффективности регистрации создают специальные устройства, состоящие из многих близко расположенных счетчиков (в некоторых случаях все эти счетчики помещаются в один общий бак). Установка с таким многосекционным счетчиком может иметь эффективность, в несколько раз превышающую эффективность обычного счетчика за счет увеличения G , и ε_d .

При регистрации очень мягкого γ -излучения приходится применять счетчик со специальными слабо поглощающими окошками или вводить исследуемое вещество непосредственно в объем счетчика. В этом случае наблюдается еще большая аналогия с регистрацией мягкого β -излучения.

Сцинтилляционные счетчики. Благодаря тому, что вероятность взаимодействия γ -квантов с веществом возрастает с увеличением Z , для регистрации γ -квантов особенно удобно использовать неорганические кристаллы типа NaI(Tl) , CsI(Eu) и CaF_2 . Эффективность регистрации, как обычно, можно записать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_d G. \quad (13.25)$$

При больших расстояниях между источником и кристаллом поток γ -квантов можно считать почти параллельным и тогда $\varepsilon_d \approx 1 - e^{-\mu d}$, где d — толщина кристалла. В тех случаях, когда расстояние между источником и кристаллом невелико,

$$\varepsilon_d = \frac{\int (1 - e^{-\mu x}) d\omega}{\Omega_0}; \quad (13.26)$$

здесь x — участок траектории γ -кванта в кристалле; μ — коэффициент поглощения; Ω_0 — телесный угол, под которым виден кристалл из источника. Для кристалла NaI диаметром 38 мм и высотой 25 мм при энергиях γ -квантов ниже 50 кэВ значения $\varepsilon_d \approx 1$. С увеличением E_γ величина ε_d уменьшается до значений 0,15 ÷ 0,25 при энергиях порядка 5 МэВ, а затем опять начинает возрастать из-за эффекта образования пар. Если регистрируются электроны только в пределах фотопика, то эффективность регистрации при увеличении E_γ монотонно падает и для кристалла отмеченных выше размеров при энергии γ -квантов около 5 МэВ величина ε_d оказывается порядка 1%.

При измерениях с одним кристаллом геометрический фактор G всегда значительно меньше единицы. Для увеличения G можно применить несколько кристаллов, окружив ими источник со всех сторон. Однако неорганические кристаллы больших размеров весьма дороги, поэтому для создания регистрирующих установок большой эффективности иногда используют органические сцинтилляторы. Обычно подобные установки изготавливаются в виде бака объемом в несколько сот литров, в который заливается жидкий

сцинтиллятор. Источник помещается в трубку, проходящую через центр бака. Полная эффективность такого устройства весьма близка к единице даже при больших энергиях γ -квантов.

Полупроводниковые счетчики. В последние годы для исследований γ -квантов все чаще применяются Ge — Li-полупроводниковые счетчики. Особенно успешно их используют при спектроскопических измерениях, где в полной мере проявляется присущее им высокое энергетическое разрешение. Однако такие счетчики имеют обычно малые размеры, до нескольких десятков кубических сантиметров, что затрудняет их применение в счетных установках, когда требуется высокая полная эффективность. Применение полупроводниковых счетчиков для измерения спектров γ -квантов было рассмотрено в гл. 11.

Трековые приборы. Камеры Вильсона, диффузионные камеры для регистрации γ -квантов обычно не применяют, хотя в них можно наблюдать электроны, возникающие при взаимодействии γ -квантов с веществом. Фотоэмюльсии широко используются для дозиметрических измерений.

§ 13.5. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

13.5.1. Абсолютные измерения

Абсолютные измерения активности нейтронных источников особенно желательно проводить в 4 π -геометрии, так как при других условиях эксперимента нейтроны, рассеившиеся и замедлившиеся в окружающих установку предметах, могут регистрироваться детектором со значительно большей вероятностью, чем нейтроны прямого пучка. Для учета этого обстоятельства приходится вводить трудно рассчитываемые поправки, что неизбежно ухудшает точность эксперимента.

Исходя из этих соображений, желательно иметь детектор, который не только бы окружал источник со всех сторон, но обладал также сферической симметрией. Кроме того, для исключения зависимости эффективности от энергии нейтронов в детекторе должны полностью поглощаться все нейтроны, испускаемые источником.

Наиболее полно всем этим условиям удовлетворяет однородная бесконечная среда, окружающая источник со всех сторон. Нейтроны могут регистрироваться или по актам взаимодействия с атомами самой среды, или внедренными в нее специальными детекторами (камерами, счетчиками, фольгами активируемых материалов и т. п.). В настоящее время применяется несколько различных методов абсолютных измерений активности нейтронных источников, в которых используется указанный принцип.

Метод пространственного интегрирования. Если источник находится в бесконечной поглощающей среде, то в установившемся состоянии число испускаемых в 1 сек нейтронов Q равно, естественно, числу нейтронов, поглощаемых за то же время во всей

среде:

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 dr \int_0^{E_{\text{макс}}} \varphi(r, E) n_0 \sigma_a(E) dE. \quad (13.27)$$

В этом соотношении n_0 — число ядер среды в 1 см^3 ; $\sigma_a(E)$ — сечение поглощения нейтронов с энергией E ; $\varphi(r, E)$ — дифференциальный поток нейтронов на расстоянии r от источника. Не ограничивая общности рассмотрения, второй интеграл в последнем соотношении можно представить в виде

$$\int_0^{E_{\text{макс}}} \varphi(r, E) n_0 \sigma_a(E) dE = \Phi(r) \bar{\sigma}_a(r), \quad (13.28)$$

где $\Phi(r)$ — полный поток нейтронов на расстоянии r от источника; $\bar{\sigma}_a(r)$ — среднее сечение поглощения нейтронов в той же точке; $\bar{\sigma}_a = \bar{\sigma}_a(r)$, потому что спектр нейтронов, а следовательно, и $\bar{\sigma}_a$ зависит от расстояния r от источника. При этом

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} \Phi(r) \bar{\sigma}_a(r) r^2 dr. \quad (13.29)$$

Поместим в точку r точечный детектор нейтронов (под словом «точечный» здесь понимается такой детектор, размеры которого значительно меньше r , поэтому можно считать, что все его части облучаются одинаковым потоком нейтронов; кроме того, считается, что введение такого детектора в среду практически не искажает распределения нейтронных потоков в ней). Если детектор содержит n_d ядер активного вещества и среднее сечение взаимодействия нейтронов с этим веществом есть $\bar{\sigma}_d$, то число регистрируемых в 1 сек импульсов

$$a(r) = n_d \Phi(r) \bar{\sigma}_d(r). \quad (13.30)$$

Данное соотношение справедливо при условии, что каждый акт взаимодействия нейтронов с веществом детектора регистрируется с вероятностью близкой к единице; это условие достаточно хорошо выполняется, если в качестве детектора используется, например, пропорциональный счетчик с BF_3 .

Учитывая два последних выражения, получаем

$$Q = 4\pi \int_0^{\infty} a(r) \frac{n_0 \bar{\sigma}_a(r)}{n_d \bar{\sigma}_d(r)} r^2 dr. \quad (13.31)$$

В общем случае стоящее под интегралом отношение сечений является неизвестной функцией радиуса, определение которой может быть связано со значительными трудностями. Однако этих трудностей в значительной степени можно избежать введением

в среду в качестве поглотителя вещества, идентичного с рабочим веществом детектора (так, если детектором служит борный счетчик, то в среду вводят также бор). При этом в числителе последнего соотношения произведение $n_0 \bar{\sigma}_a$ следует заменить суммой $n_{\pi} \bar{\sigma}_{\pi} + n_c \bar{\sigma}_c$, где n_{π} — число ядер в 1 см^3 введенного вещества, n_c — число ядер остальных компонентов среды; $\bar{\sigma}_{\pi}$ и $\bar{\sigma}_c$ — их средние сечения поглощения. Если количество вводимого поглотителя достаточно велико, то

$$n_{\pi} \bar{\sigma}_{\pi} \gg n_c \bar{\sigma}_c, \quad (13.32)$$

и тогда, с учетом идентичности поглотителя и рабочего вещества детектора ($\bar{\sigma}_d = \bar{\sigma}_{\pi}$),

$$Q = 4\pi \frac{n_{\pi}}{n_d} \int_0^{\infty} a(r) r^2 dr. \quad (13.33)$$

Это выражение позволяет по измеренной скорости счета детектора на разных расстояниях от источника найти абсолютное значение величины Q . Практически измерения проводятся обычно в больших баках с водой, в которую добавляется какое-нибудь соединение бора (борная кислота). В центре бака располагается исследуемый источник, а детектор — маленький счетчик или камера с BF_3 — перемещается по радиусу бака. По результатам измерений скорости счета детектора на разных расстояниях от источника строится график функции $a(r) r^2$ и затем путем численного интегрирования находится величина Q .

Этот метод может быть значительно усовершенствован, если вместо одного передвижного детектора использовать систему из нескольких неподвижных детекторов, расположенных на различных расстояниях от центра бака. При этом интеграл в последнем выражении можно заменить суммой

$$Q = 4\pi n_{\pi} \sum_i \frac{a(r_i)}{n_{di}} r_i^2 \Delta r_i, \quad (13.34)$$

которая приобретает особенно простой вид в следующих случаях:

1. Используется система из одинаковых детекторов (все $n_{di} = n_d$), расположенных так, что расстояния между ними Δr_i обратно пропорциональны r^2 :

$$\Delta r_i = \Delta r_0 \left(\frac{r_0}{r_i} \right)^2, \quad (13.35)$$

где Δr_0 — расстояние между парой соседних детекторов, находящихся на расстоянии r_0 от центра бака. При этом

$$Q = 4\pi \frac{n_{\pi}}{n_d} \Delta r_0 r_0^2 \sum_i a(r_i). \quad (13.36)$$

2. Используется система детекторов, расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга (все $\Delta r_i = \Delta r$), но количества ядер активного вещества в них разное, а именно n_{di} пропорционально r^2 :

$$n_{di} = n_{d0} \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^2. \quad (13.37)$$

Тогда

$$Q = 4\pi \frac{n_p}{n_{d0}} \Delta r r_0^2 \sum_i a(r_i). \quad (13.38)$$

Как видно, оба последних выражения можно представить в виде

$$Q = KS, \quad (13.39)$$

где S — сумма импульсов, регистрируемых всеми детекторами в 1 сек, K — легко определяемый аппаратный коэффициент, не зависящий от энергетического спектра нейтронов источника. Применение суммирующих электронных схем позволяет свести абсолютное измерение активности источника к одной элементарной операции определения суммарной скорости счета системы детекторов. При этом, однако, необходимо учесть некоторые факторы, вносящие искажения в получаемые результаты:

1) захват нейтронов ядрами водорода и других элементов, содержащихся в среде и деталях конструкции;

2) неоднородность потока нейтронов в объеме детектора;

3) искажение потока нейтронов детектором (депрессия потока);

4) взаимное влияние детекторов друг на друга;

5) погрешность при определении эффективности детектора (ошибка в величине n_d и отличие вероятности регистрации нейтрона от единицы);

6) возвращение нейтронов в источник и поглощение в нем (сток нейтронов в источник);

7) уход нейтронов из бака в окружающее пространство.

Как отмечалось выше, влияние фактора 1 можно сильно уменьшить введением в среду больших количеств поглотителей (бора). В пределе бак можно заполнить не водным раствором борной кислоты, а чистым аморфным бором, карбидом бора или сухой борной кислотой. Недостатком такой системы было бы полное отсутствие в ней медленных нейтронов и, стало быть, низкая эффективность регистрации. В обычных баках с водой влияние поглощения в других элементах можно оценить серией измерений с различной концентрацией поглотителя.

Для уменьшения влияния факторов 2 и 3 следует применять детекторы возможно меньших размеров и с минимальными количествами поглощающих веществ, что, однако, также ведет к уменьшению скорости счета и, следовательно, к снижению чувствительности метода.

Взаимное влияние детекторов друг на друга можно уменьшить, расположив их на разных радиусах бака (рис. 13.8). Величину взаимного влияния детекторов можно оценить, извлекая из бака один детектор и наблюдая, как при этом перераспределяются скорости счета в остальных детекторах. Если скорости счета не изменяются, то можно считать, что влияние фактора 4 также близко к нулю. Методы оценки погрешности при определении эффективности ионизационных детекторов были рассмотрены выше.

Для уменьшения влияния стока нейтронов в источник часто применяют баки со сферической полостью, в центре которой и располагается источник. Телесный угол, под которым виден источник с поверхности полости, обычно невелик, поэтому вероятность

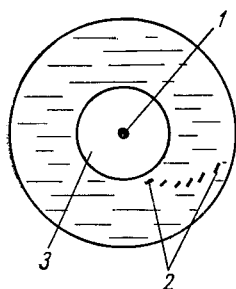


Рис. 13.8. Размещение детекторов при измерениях в баке с водой:

1 — источник; 2 — детекторы; 3 — полость.

возвращения замедлившегося нейтрона в источник снижается примерно в $(r/R)^2$ раз, где r — радиус источника; R — радиус полости в баке. Правда, при этом часть нейтронов может поглотиться в стенке самой полости, но, во-первых, специальным подбором слабо поглощающего материала (алюминия) влияние данного эффекта может быть сильно уменьшено, а во-вторых, этот эффект для данной установки практически одинаков при любых измерениях, и учтя его один раз, можно в дальнейшем вводить постоянные поправки.

Для снижения влияния утечки нейтронов размеры бака должны быть достаточно большими. При большинстве измерений толщина слоя воды около 1 м оказывается достаточной, чтобы бак можно было считать бесконечным и утечкой пренебречь. Влияние утечки проще всего определить, проводя серию измерений с баками различных размеров.

Метод марганцевой ванны. Если в водяном баке содержится вещество, ядра которого в результате поглощения нейтронов становятся радиоактивными, то при соблюдении условия (13.32) активность раствора при насыщении будет равна активности нейтронного источника. Если условие (13.32) не выполнено, то активность раствора

$$A = \frac{n_{\pi}\sigma_{\pi}}{n_{\pi}\sigma_{\pi} + \sum_i n_i\sigma_i} Q, \quad (13.40)$$

где суммирование ведется по всем компонентам среды. Таким образом, задача определения величины Q сводится к абсолютному измерению полной активности раствора в баке.

Величину A можно определить следующим образом. После облучения раствора источником в течение достаточно долгого

времени раствор перемешивают, извлекают из него порцию точно определенного объема, раствор этой порции выпаривают и активность сухого вещества измеряют абсолютно на 4л-счетчике. Если измеренная таким образом активность равна a , то активность всего раствора, очевидно,

$$A = a \frac{V}{v},$$

где V — объем всего раствора; v — объем отобранной порции.

Как было отмечено выше, количество вещества, вводимого в 4л-счетчик, должно быть крайне малым, чтобы избежать самопоглощения. С другой стороны, средняя удельная активность раствора при подобных опытах оказывается невысокой. Поэтому скорость счета β -счетчика оказывается чрезвычайно низкой, что неизбежно отражается на качестве измерений. Исходя из этого, желательно найти пути к повышению удельной активности вводимого в счетчик вещества, обогатив его радиоактивным продуктом.

Если бы радиоактивное вещество получалось в результате (n, p) - или (n, α) -реакций, то по своим химическим свойствам оно отличалось бы от исходного продукта, и, следовательно, для его выделения можно было бы воспользоваться обычными методами химического разделения веществ. В случае же (n, γ) -реакции возникает новый изотоп исходного элемента, отделить который чисто химическими методами, казалось бы, невозможно. Однако Сциллард и Чалмерс обнаружили процесс, который позволяет в некоторых случаях обеспечить почти полное выделение активного изотопа из раствора. Суть этого процесса сводится к следующему.

Возникающее при (n, γ) -реакции конечное ядро в момент вылета γ -кванта испытывает отдачу. Кинетическую энергию ядра отдачи E_A легко можно найти из закона сохранения импульса:

$$E_A = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}, \quad (13.41)$$

где M — масса ядра отдачи. Отсюда следует, что при $E_\gamma = 2 \text{ Мэв}$ в $M \approx 50$ $E_A \approx 40 \text{ эв}$, что гораздо больше энергии связи атомов в молекулах химических соединений. Поэтому если активизируемое вещество находится в растворе в составе сложного соединения (например, марганец в виде KMnO_4), то образующиеся при радиационном захвате атомы радиоактивного изотопа оказываются в растворе в свободном состоянии, и, следовательно, их способности к химическим взаимодействиям оказываются отличными от свойств неактивного элемента в исходном соединении. Так, атомы радиоактивного изотопа Mn^{56} , оказавшиеся в растворе KMnO_4 в свободном состоянии, быстро соединяются с кислородом, образуя молекулы нерастворимого в воде соединения Mn^{56}O_2 , кото-

рое легко может быть отфильтровано. Чувствительность метода с использованием процесса Сцилларда — Чалмерса оказывается настолько высокой, что его можно применять для работы с источниками, дающими всего один нейтрон в 1 сек.

Метод марганцевой ванны свободен от многих недостатков предыдущего метода. В самом деле, из перечисленных выше причин, сказывающихся при измерениях со счетчиками в водяном баке, факторы 2, 3, 4 и 5 в методе марганцевой ванны практически не проявляются. Зато на результаты измерений сильно влияют погрешности абсолютного β -счета и потери при выделении активности из раствора.

В результате оказывается, что любым методом удастся измерять активность нейтронных препаратов с точностью не лучше одного — двух процентов.

Метод регистрации сопутствующих частиц. При использовании для получения нейтронов реакций, идущих на мишенях ускорителей, экспериментаторам приходится иметь дело с источниками с резко выраженной анизотропией нейтронного потока

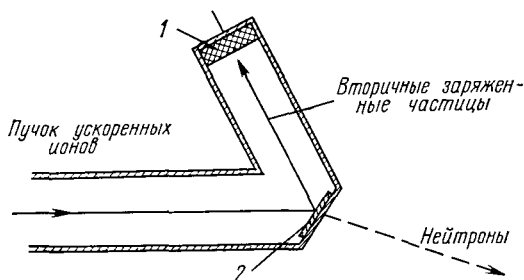


Рис. 13.9. Схема устройства для регистрации заряженных частиц, вылетающих из мишени ускорителя одновременно с нейтронами:

1 — детектор; 2 — мишень.

и с меняющейся во времени интенсивностью. Для абсолютной калибровки таких источников описанные выше методы мало пригодны. В этом случае абсолютное число эмиттируемых нейтронов можно определить по числу сопутствующих заряженных частиц — конечных продуктов ядерных реакций [при $D(d, n) He^3$ реакции, например, такой частицей будет ядро He^3 , при $T(d, n) He^4$ реакции — ядро He^4 и т. д.]. Схема соответствующего устройства показана на рис. 13.9. Мишень должна быть достаточно тонкой, чтобы исключить самопоглощение возникающих заряженных частиц. В качестве детектора обычно используют полупроводниковый или газовый пропорциональный счетчик. Эти приборы позволяют соответствующей дискриминацией импульсов легко отделить ядра-продукты реакции от рассеянных первичных частиц и от других источников фона. Однозначная связь между направлениями вылета нейтронов и ядра позволяет надлежащим выбо-

ром положения и размеров детектора заряженных частиц регистрировать только такие события, когда нейтроны вылетают в интересующем экспериментатора направлении. Очевидно, что в идеальном случае число таких нейтронов просто равно числу зарегистрированных импульсов от заряженных частиц. На практике в результаты измерений приходится ввести несколько небольших поправок, учитывающих отличие эффективности детектора от единицы, различия в телесных углах на детектор и экспериментальную установку и т. п. Строгая одновременность появления нейтрона и заряженной частицы позволяет использовать подобные устройства в опытах со схемами совпадений, что открывает дополнительные экспериментальные возможности.

Метод измерения наведенной активности мишени. Если при реакции, идущей на мишени ускорителя, получается радиоактивное ядро, то интенсивность выхода нейтронов можно определить после окончания эксперимента путем абсолютного β -счета. В самом деле, пусть при работе ускорителя возникает Q нейтронов в 1 сек (и, следовательно, столько же радиоактивных ядер). Тогда к моменту времени t после окончания работы ускорителя активность мишени будет определяться соотношением

$$A = Q(1 - e^{-\lambda\tau})e^{-\lambda t}, \quad (13.42)$$

где τ — время работы ускорителя; λ — константа распада радиоактивного продукта. Отсюда видно, что, определив абсолютное значение A , можно найти Q . Этот метод используется, в частности, при работе с реакциями $\text{Li}^7(p, n) \text{Be}^7 \xrightarrow[53 \text{ дня}]{K} \text{Li}^7$ и $\text{V}^{51}(p, n) \text{Cr}^{51} \xrightarrow[28 \text{ дней}]{K} \text{V}^{51}$.

13.5.2. Относительные измерения

При относительных измерениях требования к детектору нейтронов будут значительно ниже. Для сравнения интенсивности однотипных источников (скажем, радий-бериллиевых источников с одинаковой концентрацией Ra и Be и с приблизительно одинаковыми размерами) можно пользоваться практически любыми детекторами нейтронов. При работе с источниками разных типов необходимо помнить, что эффективность большинства детекторов зависит от энергии нейтронов, в результате чего отношение активностей источников окажется отличным от отношения количеств зарегистрированных импульсов. Для исключения данного эффекта при относительных измерениях желательно использовать «все-волновые» детекторы, чувствительность которых не зависит или почти не зависит от энергии нейтронов источника.

Измерения со всеволновыми детекторами. Пусть источник испускает в 1 сек $Qf(E)dE$ нейтронов с энергиями от E до $E + dE$, где Q — полное число нейтронов, испускаемых в 1 сек и, следовательно, функция энергетического спектра $f(E)$ должна быть

нормирована на единицу:

$$\int_0^{E_{\text{макс}}} f(E) dE = 1. \quad (13.43)$$

Если полная эффективность регистрирующей установки ε зависит от энергии нейтронов, то число регистрируемых в 1 сек импульсов

$$a = Q \int_0^{E_{\text{макс}}} \varepsilon(E) f(E) dE. \quad (13.44)$$

Из этого соотношения видно, что в общем случае, при сравнении разнотипных источников, испускающих нейтроны с различными по форме энергетическими спектрами, отношение скоростей счета детекторов не равно отношению интенсивностей источников:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{Q_1 \int_0^{E_{\text{макс}}^{(1)}} \varepsilon(E) f_1(E) dE}{Q_2 \int_0^{E_{\text{макс}}^{(2)}} \varepsilon(E) f_2(E) dE}. \quad (13.45)$$

Только при сравнении однотипных источников можно считать, что $f_1(E) = f_2(E)$ и $E_{\text{макс}}^{(1)} = E_{\text{макс}}^{(2)}$ и тогда

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{Q_1}{Q_2}. \quad (13.46)$$

Однако если при измерениях применяется всеволновый детектор нейтронов, у которого $\varepsilon = \text{const}$, то даже для разнотипных источников будет выполняться простое соотношение (13.46). В качестве таких детекторов можно применять рассмотренные выше баки с водными растворами различных веществ. При этом следует отметить, что экспериментальная техника при относительных измерениях оказывается значительно проще, так как теперь нет необходимости знать, какова абсолютная эффективность β -счета, какова доля извлекаемой из раствора активности и т. д. — важно только обеспечить такие условия, при которых относительное значение всех этих эффектов сохранялось бы заведомо одинаковым при последовательных измерениях.

С аналогичными целями используют также кладки из блоков графита с расположенными между ними борными или He^3 -счетчиками, большие баки с жидким сцинтиллятором, в который добавлено борсодержащее вещество, а также некоторые специальные приборы с ограниченной «всеволновостью». К последним относятся так называемые длинный счетчик и камера деления.

Длинный счетчик. Схема такого счетчика показана на рис. 13.10. Счетчик медленных нейтронов, наполненный BF_3 или He^3 , помещается в парафиновый блок. Для уменьшения вероятности обратного вылета медленных нейтронов в передней части блока делается ряд глухих каналов. Слои карбида бора в кадмиевом чехле и борного парафина служат для защиты от рассеянных нейтронов. Измерения с калиброванными источниками различных типов показывают, что эффективность такого устройства почти не зависит от энергии нейтронов в весьма широких пределах (рис. 13.11). Завал кривой чувствительности в области медленных нейтронов связан с их отражением назад, а уменьшение чувствительности в области больших энергий обусловлено, по-видимому, сквозным прострелом всего устройства.

В принципе импульс в длинном счетчике может возникнуть от любого нейтрона, упавшего на торец парафинового блока. Однако подавляющая часть таких нейтронов захватывается в процессе замедления и диффузии в самом парафине и в окружающем его борно-кадмиевом чехле.

В результате собственная эффективность длинного счетчика ε_d , равная отношению числа зарегистрированных импульсов к числу упавших на счетчик нейтронов, оказывается небольшой — порядка 10^{-3} .

Следует отметить, что при относительных измерениях знать абсолютное значение ε_d не обязательно: достаточно иметь сведения

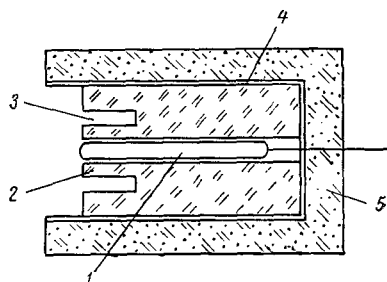


Рис. 13.10. Длинный счетчик нейтронов:

1 — счетчик медленных нейтронов; 2 — парафиновый блок; 3 — канал; 4 — карбид бора в кадмиевом чехле; 5 — борный парафин.

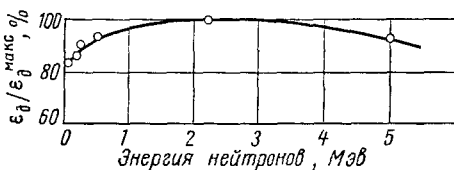


Рис. 13.11. Зависимость эффективности регистрации нейтронов длинным счетчиком от энергии.

об энергетической зависимости ε_d в произвольных единицах, для чего вполне достаточно кривой на рис. 13.11.

Камера деления. Конструкция и работа камер деления рассмотрены в гл. 5. Энергетическая зависимость эффективности камер с тонкими стенками и тонкими слоями делящегося мате-

риала определяется зависимостью сечения деления от энергии нейтронов. При энергиях ниже 100 кэв эта зависимость довольно сильная, в результате чего камерой деления в данной области энергий для сравнения интенсивности нейтронных источников различной природы пользоваться весьма неудобно. При энергиях от 0,1 до 6,5 Мэв σ_f (Pu^{239}) почти не зависит от энергии нейтронов, поэтому в данной области энергий камеру деления можно считать практически всеволновым детектором.

Поскольку ни один реальный детектор не обладает идеальной всеволновостью, соотношение (13.46) выполняется лишь приблизительно; поэтому при определении отношения интенсивностей источников приходится вводить некоторые поправки, для расчета которых недостаточно хорошо знать энергетическую зависимость эффективности установки, но необходимо также иметь хотя бы общие представления о характере энергетических спектров нейтронов из исследуемых источников, ибо без этого невозможно оценить отношение интегралов в соотношении (13.45). Чем лучше выполняется условие $\varepsilon = \text{const}$, тем меньше оказывается величина вносимых поправок, и стало быть, тем меньшая точность требуется при их оценке.

Поэтому создание хороших всеволновых детекторов нейтронов является важной задачей измерительной техники в ядерной физике низких и средних энергий.

Использование эталонных источников. Из соотношений (13.45) и (13.46) видно, что точность определения интенсивности источника при относительных измерениях в любом случае не может быть лучше точности, с которой известна интенсивность источника, взятого для сравнения. Отсюда ясно, что в каждой нейтронной лаборатории желательно иметь нейтронный источник, интенсивность которого заведомо хорошо известна, для сравнения с ним любых других источников. Такие «образцовые» источники называют обычно эталонными или стандартными. Так же, как и эталоны других физических единиц (метра, килограмма и т. п.), эталоны нейтронных источников сравниваются между собой или с одним каким-либо источником, имеющим статус всесоюзного, европейского или даже всемирного стандарта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б о ч к а р е в В. и др. Измерение активности источников бета- и гамма-излучений. М., Изд-во АН СССР, 1953
2. Б а р а н о в В. И. Радиометрия. М., Изд-во АН СССР, 1955.
3. П р а й с Б. Регистрация ядерного излучения. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. Т. 3. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
5. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Т. 1. Техника эксперимента. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1963.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

§ 14.1. МЕТОД ПРОПУСКАНИЯ В «ХОРОШЕЙ» ГЕОМЕТРИИ

Физические основы метода. Если на пути хорошо сколлимированного пучка нейтронов поместить образец в виде плоского слоя какого-либо вещества, то часть нейтронов рассеется или поглотится ядрами этого вещества. В результате из каждых N_0 нейтронов в пучке останется только

$$N = N_0 e^{-n_0 \sigma_t x} \quad (14.1)$$

нейтронов, где n_0 — число ядер в 1 см^3 вещества; x — толщина образца; σ_t — полное сечение всех процессов, выводящих нейтроны из первичного пучка. Отношение числа прошедших через образец нейтронов N к числу падающих на него нейтронов первичного пучка N_0 называется пропусканием образца и обозначается обычно буквой T . Из (14.1) следует

$$T = e^{-n_0 \sigma_t x}, \quad (14.2)$$

откуда

$$\sigma_t = \frac{1}{n_0 x} \ln \frac{1}{T}. \quad (14.3)$$

Поскольку число отсчетов детектора a пропорционально числу падающих на него нейтронов, величину пропускания можно находить не из отношения абсолютных значений потоков нейтронов, а непосредственно из отношения скоростей счета детектора с образцом и без образца:

$$T = \frac{a}{a_0}. \quad (14.4)$$

При этом нет необходимости измерять ни абсолютные величины нейтронных потоков, ни эффективность детектора. В правой части соотношения (14.3) стоят легко определяемые величины, и его можно использовать для абсолютного определения полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами исследуемого вещества.

Геометрия опыта. Три основных элемента экспериментального устройства для измерения полных сечений методом пропускания — источник нейтронов, образец и детектор — должны быть расположены вдоль одной прямой линии. Образец, естественно, должен полностью перекрывать прямой пучок нейтронов, идущий от источника к детектору. Данное требование определяет минимальные размеры образца. Делать образец слишком большим нежелательно, так как выступающие за пределы пучка части образца будут только увеличивать рассеяние лишних нейтронов в детектор (см. ниже). Образец можно помещать в любой точке интервала между источником нейтронов и детектором, однако

лучше всего расположить его точно посередине. При таком размещении источника, образца и детектора поправки на рассеяние оказываются минимальными. С этой же целью желательно разнести все элементы опыта на достаточно большие расстояния, с тем чтобы углы, под которыми виден детектор из источника и источник из детектора, были минимальными. Полученная геометрия опыта, показанная на рис. 14.1, называется обычно «хорошей». Отметим, что, увеличивая расстояние между

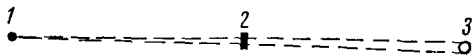


Рис. 14.1. Схема измерений полных сечений в «хорошей» геометрии:

1 — источник; 2 — образец; 3 — детектор.

источником и детектором, можно сколько угодно улучшать геометрию эксперимента, однако при этом неизбежно падает скорость счета детектора, поэтому всегда необходимо искать приемлемый компромисс.

Толщину образца подбирают, исходя из ожидаемой величины сечения и желаемого значения пропускания. При увеличении толщины образца пропускание уменьшается, причем одновременно снижается и статистическая ошибка опыта. Если измерения с образцом и без образца имеют одинаковую длительность и фон нейтронов отсутствует, то статистическая ошибка

$$\frac{\Delta \sigma_t}{\sigma_t} = \frac{1}{\ln T} \sqrt{\frac{1+T}{a_0 T}}, \quad (14.5)$$

где a_0 — полное число отсчетов детектора при измерениях «без образца». Это соотношение (рис. 14.2) показывает, как быстро улучшается точность опыта при уменьшении T . Однако снижение T приводит к увеличению поправок на рассеяние в детектор и на изменение («ужесточение») спектра нейтронов. Кроме того, при очень малых T ($< 0,1$) точность опять начинает ухудшаться из-за снижения числа регистрируемых импульсов в положении с образцом и увеличивающейся из-за этого статистической ошибки при определении a . Поэтому и здесь приходится искать компромисс. Обычно выбирают такую толщину образца, чтобы пропускание было порядка 0,5—0,7 или, в отдельных случаях, около 0,1—0,3. Следует отметить, что при измерениях зависимости σ_t от энергии нейтронов в резонансной области величина сечения может меняться в пределах небольших энергетических интервалов на несколько порядков. При этом для выдерживания

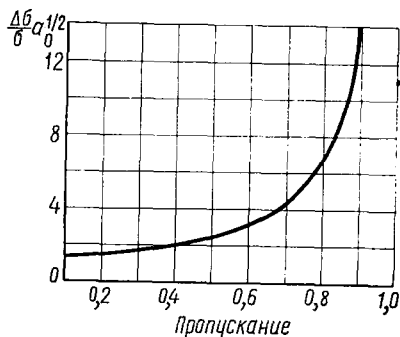


Рис. 14.2. Зависимость относительной статистической погрешности при измерениях полного сечения от пропускания образца T (при фоне, равном нулю).

значений T в указанных выше пределах приходится проводить измерения с несколькими образцами различной толщины.

Проведение измерений. Как следует из предыдущего, для определения величины σ_t рассматриваемым методом достаточно определить пропускание образца, для чего, в свою очередь, необходимо провести два измерения скорости счета детектора — «без образца» и «с образцом».

При измерениях с монохроматическими источниками нейтронов каждая пара измерений позволяет получить значение σ_t для какой-то одной энергии нейтронов E , поэтому для получения зависимости σ_t от E приходится последовательно изменять энергию нейтронов и повторять измерения с образцом и без образца при каждом значении энергии. Именно так проводятся эксперименты на ускорителях при энергиях нейтронов выше 120 *кэв* с использованием для получения нейтронов $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$, $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$, $\text{D}(d, n)\text{He}^3$, $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$ и других реакций. Мишень электростатического ускорителя можно считать почти точечным источником нейтронов, поэтому при измерениях в очень больших залах в принципе нет необходимости в установке коллиматоров. В реальных условиях все же желательно окружать источник или детектор защитой для уменьшения фона рассеиваемых нейтронов. В качестве источников нейтронов для проведения подобных экспериментов можно использовать также небольшие фотонейтронные источники.

Как было показано в гл. 1, получить монохроматические нейтроны с энергиями ниже 5 *кэв* с помощью ускорителей не удастся. Однако для измерения полных сечений в области низких энергий можно с успехом применить пучок нейтронов из ядерного реактора с непрерывным энергетическим спектром с использованием для разделения нейтронов по энергиям метода времени пролета (см. гл. 12). Схема эксперимента в этом случае очевидна: с помощью механического селектора измеряются распределения во времени импульсов детектора с открытым пучком и с пучком, перекрытым исследуемым образцом. Затем, определяя для каждого канала временного анализатора отношение количеств импульсов, зарегистрированных с образцом и без образца, находят значение пропускания, а по нему и величину σ_t для энергии нейтронов, соответствующих данному каналу. Таким образом, проведя только два измерения, методом времени пролета можно измерить значения σ_t сразу в довольно широком диапазоне энергий. Интересно отметить, что при подобных измерениях нет даже необходимости знать зависимость чувствительности детектора от энергии нейтронов, что нужно при использовании метода времени пролета для измерения спектра нейтронов в пучке.

Метод времени пролета для измерения σ_t можно использовать и при более высоких энергиях, где он также позволяет получить значительный выигрыш во времени проведения эксперимента. Почти все установки, использующие метод времени пролета, кото-

рые были описаны в гл. 12, можно с успехом применить (а зачастую они для этого специально предназначаются) для измерения полных сечений. При этом в полной мере могут проявиться отмеченные выше трудности, связанные с резкими изменениями сечений, в результате чего может возникнуть необходимость проведения серии измерений с различными образцами.

Из предыдущего следует, что во всех случаях для определения σ_t приходится провести два разделенных во времени измерения: с образцом и без образца. Если заведомо известно, что интенсивность источника нейтронов строго постоянна, то, беря для этих двух измерений равные интервалы времени, можно определять пропускание образца прямо по отношению количеств зарегистрированных импульсов. Однако при использовании реальных источников нейтронов — ядерных реакторов и ускорителей — всегда наблюдаются некоторые флуктуации интенсивности, за счет чего могут быть искажены результаты опыта. Поэтому при проведении подобных экспериментов полезно применять специальные приборы — так называемые *мониторы* нейтронного пучка, позволяющие в каждом случае следить за всеми изменениями интенсивности источника. В качестве таких мониторов можно использовать ионизационные камеры и счетчики, устанавливаемые или рядом с источником вне используемого пучка, или в самом пучке (в последнем случае камеры должны быть тонкостенными, чтобы не ослаблять сильно пучок). При работе на ускорителях с аналогичными целями можно использовать измерение электрического тока с мишени. Иногда целесообразно применение нескольких различных мониторов для сравнения их показаний. При использовании мониторов время каждого измерения определяется не по часам, а по набору определенного интегрального эффекта в мониторе (заданного числа импульсов от камеры или определенной величины электрического заряда, прошедшего с мишени на землю).

В заключение следует отметить, что если из-за неточности размещения отдельных узлов первичный пучок нейтронов хотя бы частично попадет в детектор, минуя образец, неизбежно возникнут существенные искажения получаемых результатов. Для исключения подобных дефектов при подготовке эксперимента по измерению σ_t особое внимание необходимо уделить геометрической юстировке всей системы, причем чем лучше геометрия опыта, тем выше требования к точности юстировки. Обычно она проводится оптическими методами: источник нейтронов заменяют равновеликим источником света и образец устанавливают так, чтобы ни из одной точки детектора не был виден прямой свет.

Поправки. Перед вычислением сечения в полученные экспериментальные данные необходимо внести ряд поправок.

1. *Поправка на фон.* До сих пор неявно считалось, что фон при измерениях отсутствует. В действительности же всегда в силу

тех или иных причин в детектор могут попадать лишние нейтроны, искажающие получаемые результаты.

Одной из причин появления фона является рассеяние вылетающих из источника в разных направлениях нейтронов в потолке, полу, стенах, а также в различных предметах, находящихся в помещении. Если работа проводится на быстрых нейтронах, то от этой составляющей фона легко избавиться, применив детектор, чувствительный к энергии нейтронов: поскольку рассеянные нейтроны по сравнению с нейтронами первичного пучка имеют меньшую энергию, их можно легко отсеять обычной дискриминацией импульсов. При измерениях методом времени пролета этот способ избавления от фона не годится, и фон приходится исключать, используя результаты специального измерения. Для этого образец заменяется конусом с размерами, достаточными для практически полного перекрывания первичного пучка. В этом случае в детектор будут попадать только рассеянные нейтроны, создающие фон. Измеренное в таком эксперименте число импульсов a_ϕ необходимо вычесть как из a , так и из a_0 , в результате вместо (14.4) пропускание T определится соотношением

$$T = \frac{a - a_\phi}{a_0 - a_\phi}. \quad (14.6)$$

Гораздо труднее измерить фон, обусловленный появлением лишних нейтронов в самом первичном пучке. Такие нейтроны могут возникнуть, например, при работе с $T(d, n)He^4$ реакцией из-за набивания дейтонов в диафрагмы, мишени и другие детали ускорителя, так как кроме основной реакции может возникнуть побочная $D(d, n)He^3$ реакция. Другая причина фона — нейтроны, вылетающие первоначально не в направлении детектора (и, следовательно, имеющие какую-то иную энергию) могут рассеяться на деталях конструкции самой мишени и попасть в детектор. При измерениях методом времени пролета обе эти причины не очень страшны, ибо в мишени и так получаются нейтроны разных энергий, хотя здесь и могут возникнуть погрешности, связанные с различием длины проходимых нейтронами путей. При измерениях с монохроматическими нейтронами влияние нейтронов от побочных реакций легко учесть, заменив в мишени тритий обычным водородом: основной реакции при этом не будет, а эффект набивания проявится в полной мере. Чтобы уменьшить влияние рассеяния нейтронов в самой мишени, ее необходимо изготавливать из минимального количества конструкционных материалов.

При работе с механическими селекторами может возникнуть также фон из-за прямого прострела ротора. Эту составляющую фона можно легко измерить по суммарному числу отсчетов детектора в 1 сек a_ϕ при остановленном роторе, когда его щели расположены перпендикулярно оси пучка. Поскольку такой фон равномерно распределен во времени, число импульсов a_ϕ^k , приходя-

щихся на каждый канал временного анализатора при нормальной работе, можно получить из соотношения

$$a_{\Phi}^K = a_{\Phi} \tau_K \nu, \quad (14.7)$$

где τ_K — ширина канала временного анализатора; ν — частота повторения нейтронных вспышек.

2. *Поправка на рассеяние нейтронов в детектор.* Нейтроны, рассеянные на ядрах образца, в детектор попадать не должны. Однако это требование выполняется лишь при идеальных условиях, когда источник, образец и детектор имеют бесконечно малые

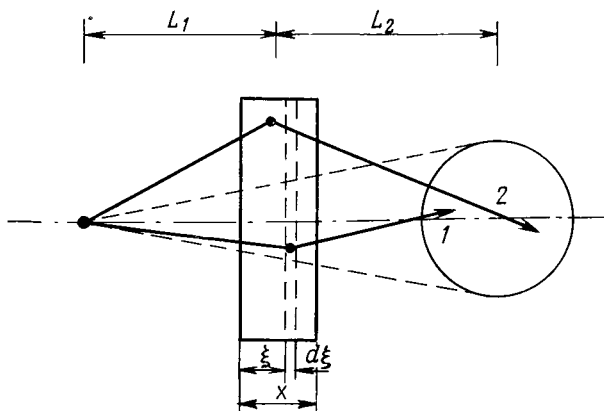


Рис. 14.3. К оценке поправки на рассеяние нейтронов в детекторе.

размеры. При конечных размерах этих деталей всегда есть вероятность того, что рассеянный нейтрон попадет в детектор. Наиболее типичные примеры траекторий таких нейтронов показаны на рис. 14.3. Чтобы уменьшить роль случаев, отмеченных цифрой 2, необходимо уменьшать размеры образца, сводя к минимуму количество материала вне пределов прямого пучка (или сильно коллимируя пучок нейтронов до образца). Основной эффект связан с нейтронами, летящими по траекториям типа 1. Количество таких нейтронов для случая однократных столкновений можно оценить следующим образом.

Если эксперимент проводится в «хорошей» геометрии, то можно считать, что все точки образца в слое, лежащем на глубине ξ , облучаются одинаковым потоком первичных нейтронов:

$$\Phi(\xi) = \frac{Q}{4\pi L_1^2} e^{-n_0 \sigma \xi}, \quad (14.8)$$

где Q — число нейтронов, даваемых источником в 1 сек (считается, что толщина образца $x \ll L_1, L_2$). Число ядер в слое $d\xi$

$$dn = n_0 \frac{\pi D^2}{4} d\xi, \quad (14.9)$$

где D — диаметр образца. Вероятность рассеяния нейтрона на одном из ядер слоя $d\xi$ в направлении детектора равна произведению дифференциального сечения рассеяния под 0° на телесный угол, под которым детектор с площадью сечения s виден из места расположения образца:

$$\Delta\sigma_s = \sigma_s(0^0) \frac{s}{L_2^2}. \quad (14.10)$$

Умножая произведение трех последних величин на вероятность нейтрону избежать второго столкновения с ядром на оставшемся слое ($x - \xi$), получаем выражение для числа нейтронов, рассеянных на слое $d\xi$ и попадающих в детектор:

$$dN(\xi) = \frac{Q}{4\pi L_1^2} e^{-n_0\sigma_t\xi} n_0 \frac{\pi D^2}{4} d\xi \sigma_s(0^0) \frac{s}{L_2^2} e^{-n_0\sigma_t(x-\xi)}. \quad (14.11)$$

Интегрируя это выражение, имеем полное число однократно рассеянных в детектор нейтронов:

$$N_1 = \frac{Q}{16} \left(\frac{D}{L_1 L_2} \right)^2 n_0 x \sigma_s(0^0) e^{-n_0\sigma_t x} s, \quad (14.12)$$

которое добавится к числу прошедших через образец без взаимодействия нейтронов N . Без образца в детектор попадет $N_0 = \frac{Qs}{4\pi L^2}$ нейтронов ($L = L_1 + L_2$), поэтому измеренное на опыте пропускание

$$T' = \frac{N + N_1}{N_0} = T + T_1, \quad (14.13)$$

где

$$T_1 = \frac{N_1}{N_0} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{DL}{L_1 L_2} \right)^2 n_0 x \sigma_s(0^0) e^{-n_0\sigma_t x}. \quad (14.14)$$

Дифференцируя соотношение (14.3) и полагая $\Delta T = T_1$, можно получить поправку к сечению:

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{DL}{L_1 L_2} \right)^2 \frac{\sigma_s(0^0)}{\sigma_t}. \quad (14.15)$$

Исследуя выражение (14.15) на экстремум при $L_1 + L_2 = L$, легко убедиться в том, что минимальная величина поправки на рассеяние в детектор получается при $L_1 = L_2$, т. е. когда образец установлен точно на середине расстояния между источником и детектором. Если это выполнено, то последнее соотношение при-

обретает вид

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} = 4\pi \left(\frac{D}{L} \right)^2 \frac{\sigma_s(0^\circ)}{\sigma_t}. \quad (14.16)$$

Для того чтобы воспользоваться этим соотношением, необходимо знать дифференциальное сечение рассеяния нейтронов вперед $\sigma_s(0^\circ)$. Если экспериментальных данных по величине $\sigma_s(0^\circ)$ нет, то можно воспользоваться теоретическими оценками. Так, если рассеяние изотропно в лабораторной системе координат, а вероятность остальных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами пренебрежимо мала, что имеет место при рассеянии не очень быстрых нейтронов слабо поглощающими ядрами, то $\sigma_s(0^\circ) = \sigma_t/4\pi$, и тогда

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} = \left(\frac{D}{L} \right)^2. \quad (14.17)$$

В других случаях можно воспользоваться результатами более точных расчетов $\sigma_s(0^\circ)$.

В случае более толстых образцов нельзя даже приближенно считать справедливым соотношение (14.8), так как приходится учитывать двухкратные и трехкратные столкновения. Все расчеты при этом сильно усложняются, и таких ситуаций желательно избегать.

Измерения на монохроматических нейтронах. Во всех реальных случаях, будь то измерения на квазимонохроматических нейтронах из мишени ускорителя или измерения с использованием метода времени пролета, энергетический спектр первичных нейтронов имеет конечную ширину, поэтому в любом эксперименте фактически измеряется сечение, усредненное по некоторому интервалу энергий нейтронов.

Если в пределах разброса энергий первичных нейтронов величина σ_t не изменяется или изменяется настолько слабо, что $\Delta\sigma_t/\sigma_t \ll 1$, то все написанные выше соотношения остаются справедливыми и получаемые из измерения пропускания значения σ_t можно относить к средней энергии нейтронов.

Если же σ_t заметно изменяется в пределах ширины спектра первичных нейтронов, то выражение (14.1), а за ним и все остальные теряют смысл, так как нейтроны различных энергий в разной степени выводятся из пучка и зависимость T от толщины образца перестает быть экспоненциальной. Обычно σ_t убывает с увеличением энергии нейтронов. При этом более быстрые нейтроны в меньшей степени уходят из пучка, в результате чего прошедший через образец пучок будет иметь более жесткий спектр, чем падающий. Это явление называется «ужесточением» спектра нейтронов. Очевидно, что при такой ситуации измеренное сечение нельзя отнести к средней энергии нейтронов в пучке.

Если в пределах интервала энергий ΔE , объединяемых при измерениях в одну группу, спектр нейтронов в падающем пучке описывается нормированной к единице функцией $f(E)$:

$$\int_{\Delta E} f(E) dE = 1, \quad (14.18)$$

то пропускание образца определится выражением

$$T = \int_{\Delta E} f(E) e^{-n_0 x \sigma_t(E)} dE. \quad (14.19)$$

Величина ΔE характеризует энергетическое разрешение применяемого метода измерений, зависящее, в свою очередь, от длительности нейтронной вспышки, свойств детектора и регистрирующей аппаратуры (при измерениях методом времени пролета) или от ширины спектрального распределения нейтронов источника (при измерениях с квазимонохроматическими нейтронами). Если в пределах интервала ΔE величина σ_t существенно не изменяется, то выражение (14.19) переходит в (14.2). Если же изменениями $\sigma_t(E)$ в указанном интервале пренебречь нельзя, то можно попытаться определить некоторое значение $\langle \sigma_t \rangle$, усредненное по интервалу ΔE :

$$\langle \sigma_t \rangle = \int_{\Delta E} f(E) \sigma_t(E) dE. \quad (14.20)$$

Для этого прежде всего преобразуем выражение (14.19):

$$\begin{aligned} T &= \int_{\Delta E} f(E) e^{-n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle + \langle \sigma_t \rangle]} dE = \\ &= e^{-n_0 x \langle \sigma_t \rangle} \int_{\Delta E} f(E) e^{-n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle]} dE. \end{aligned} \quad (14.21)$$

Далее, предполагая, что толщина образца x выбрана так, что при любых значениях E в пределах ΔE

$$n_0 x \sigma_t(E) \ll 1, \quad (14.22)$$

и, следовательно, величина $n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle]$ тем более меньше единицы, экспоненту под интегралом в (14.21) можно разложить в ряд:

$$\begin{aligned} T &= e^{-n_0 x \langle \sigma_t \rangle} \int_{\Delta E} f(E) \left\{ 1 - n_0 x [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(n_0 x)^2}{2} [\sigma_t(E) - \langle \sigma_t \rangle]^2 + \dots \right\} dE. \end{aligned} \quad (14.23)$$

Отсюда с учетом соотношений (14.18) и (14.20) нетрудно получить

$$T \approx e^{-n_0 x \langle \sigma_t \rangle} \left[1 + \frac{(n_0 x)^2}{2} (\langle \sigma_t^2 \rangle - \langle \sigma_t \rangle^2) \right], \quad (14.24)$$

где

$$\langle \sigma_t^2 \rangle = \int_{\Delta E} f(E) \sigma_t^2(E) dE. \quad (14.25)$$

Выражение (14.24) показывает, что, проводя измерения с образцами различной толщины, можно определить не только среднее значение $\langle \sigma_t \rangle$, но и величину $\langle \sigma_t^2 \rangle$, знание которой в некоторых случаях оказывается весьма полезным. Следует заметить, что при относительно слабых изменениях σ_t в пределах ΔE $\langle \sigma_t^2 \rangle \approx \langle \sigma_t \rangle^2$, и тогда выражение (14.24) переходит в (14.2).

Особенно сложная картина возникает в тех случаях, когда в пределах ширины энергетического интервала ΔE лежит несколько сильных резонансов. При таких условиях невозможно подобрать толщину образца, которая позволила бы с достаточной точностью провести измерение $\langle \sigma_t \rangle$. В самом деле, тонкие образцы, обеспечивающие оптимальные значения пропускания в районе самих резонансов, окажутся практически прозрачными между резонансами ($T = 1$), поэтому межрезонансные значения сечения не войдут в измеряемую величину $\langle \sigma_t \rangle$. В то же время толстые образцы, рассчитанные на межрезонансные интервалы, в самих резонансах полностью выведут все нейтроны из пучка, поэтому результат измерений окажется нечувствительным к значению величины сечения в резонансе — оно окажется бесконечно большим. Отметим, что в последнем случае выражение (14.22) не выполняется, соотношение (14.24) теряет смысл и из измеренного на опыте пропускания образца невозможно определить даже среднее сечение $\langle \sigma_t \rangle$. В таких случаях говорят, что сечение заблокировано сильными резонансами.

Выход из этого положения можно найти, применяя специальные методы измерений с очень высоким энергетическим разрешением. Если таких методов в распоряжении экспериментатора нет, то он может попытаться по крайней мере качественно убедиться в наличии блокировки по отклонению от экспоненциальной зависимости пропускания от толщины образца. Следует отметить, что, работая с несколькими достаточно толстыми образцами, экспериментатор может и не обнаружить отклонений от экспоненциальной зависимости, так как весь эффект блокировки может быть связан с самыми внешними тонкими слоями исследуемого вещества. Однако и в этом случае можно обнаружить эффект блокировки, так как экстраполяция к нулевой толщине образца приведет к значению пропускания T , отличному от единицы.

Точность измерения сечений методом пропускания. Ошибки при измерениях полных сечений методом пропускания складываются из неточностей при подсчете числа ядер в образце и ошибок при введении различных поправок. Однако главный вклад в ошибку дают статистическая погрешность в числе регистрируемых импульсов и возможный эффект блокировки сечений. В тех случаях, когда блокировка отсутствует и величина σ_t плавно зависит от энергии нейтронов, точность измерений может быть

весьма высокой, что обусловлено относительным характером измерений и отсутствием необходимости абсолютных привязок. Так, полное сечение взаимодействия нейтронов с протонами в очень широком диапазоне энергий измерено со средней точностью около 2%. В большинстве других случаев точность измерений оказывается несколько хуже, но все же высокой по отношению к точности измерений парциальных сечений. Иллюстрацией вклада различных факторов в общую ошибку эксперимента являются следующие цифры, полученные в одной конкретной работе:

Статистическая ошибка . . .	1,9
Поправка на фон	1,2
Поправка на рассеяние в детекторе	1,3
Ошибка в числе ядер в образце	1,5
Общая величина ошибки . . .	3,0%

Общую относительную ошибку в величине σ_t при условии, что все факторы, влияющие на точность измерений, действуют независимо, можно найти по формуле

$$\Delta\sigma = \sqrt{\sum_i \Delta\sigma_i^2}, \tag{14.26}$$

в которой суммирование ведется по всем возможным источникам ошибок. Если в энергетической зависимости σ_t наблюдаются сильные резонансы, точность измерений оказывается значительно хуже. Особенно низкую относительную точность имеют точки, лежащие между резонансами, где величина σ_t небольшая. Здесь на помощь экспериментатору приходят особые методы обработки данных, среди которых, в первую очередь, необходимо отметить так называемый многоуровневый анализ. Однако рассмотрение этих методов выходит далеко за пределы данной книги.

§ 14.2. МЕТОД ПРОПУСКАНИЯ В СФЕРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Физические основы метода. При измерениях в «хорошей» геометрии нейтроны выводятся из пучка всеми процессами взаимодействия с ядрами, включая рассеяние, поэтому результатом опыта является полное сечение. Если же требуется измерить сечение всех процессов, кроме рассеяния (сечение поглощения), то опыт должен быть осуществлен таким образом, чтобы рассеяние не влияло на его результаты. Полная компенсация рассеяния может быть достигнута при проведении измерений в так называемой сферической геометрии. В самом деле, окружение изотропного источника равномерным сферическим слоем вещества, способного только рассеивать нейтроны, но не поглощать их, не изменит числа выходящих во внешнее пространство нейтронов, а в силу сферической симметрии всего устройства

не изменится и число нейтронов, проходящих через каждый квадратный сантиметр любой сферической поверхности, центр которой совпадает с центром источника. Поэтому скорость счета детектора, расположенного вдали от источника, не должна изменяться.

Любая реальная сферическая оболочка способна не только рассеивать нейтроны, но и поглощать их. В этом случае скорость счета внешнего детектора, естественно, уменьшится, причем весь эффект будет связан только с поглощением нейтронов. Поэтому по изменению скорости счета внешнего детектора можно определить сечение поглощения нейтронов веществом сферического образца. Так, если сферический образец очень тонкий (при каких условиях образец можно считать тонким, будет показано ниже), а источник и детектор имеют пренебрежимо малые размеры и расстояние между ними много больше диаметра сферы, то пропускание образца, определяемое, как и раньше, отношением числа отсчетов детектора с образцом к числу отсчетов без образца, должно выражаться очевидным соотношением

$$T_0 = e^{-n_0 \sigma_a x}, \quad (14.27)$$

в котором $x = r_e - r_i$ — толщина сферического слоя (r_e и r_i — внешний и внутренний радиусы сферического образца), а σ_a — сечение всех процессов, приводящих к исчезновению нейтронов. В действительности ни одно из отмеченных только что условий полностью не выполняется, поэтому вместо (14.27) приходится пользоваться гораздо более сложными выражениями; некоторые из них будут рассмотрены ниже.

«Прямая» и «обратная» сферические геометрии. Выбор изотропных источников монохроматических нейтронов весьма ограничен (к ним могут быть отнесены лишь некоторые фотонейтронные источники, позволяющие получать нейтроны в относительно узком диапазоне энергий), а мишень ускорителя невозможно поместить внутрь сферы, не нарушив целостности последней. К тому же потоки нейтронов из мишеней ускорителей оказываются, как правило, существенно неизотропными. Однако в некоторых случаях оказывается возможным как бы поменять источник и детектор местами, окружая сферическим образцом детектор. Такая геометрия опыта называется обратной (рис. 14.4).

С первого взгляда может показаться, что расчет опыта в обратной геометрии очень сложен. Однако при выполнении определенных условий опыты в прямой и обратной геометриях оказываются эквивалентными в том смысле, что изменение скорости счета детектора не зависит от того, окружаем ли мы сферическим образом источник или детектор. Если это действительно так, то эксперимент можно проводить в более удобной с технической точки зрения обратной геометрии, используя универсальный источник нейтронов, каковым является мишень ускорителя, а все расчеты

выполнять применительно к прямой геометрии, что также значительно проще в силу сферической симметрии задачи.

Легче всего выполнение эквивалентности прямой и обратной сферических геометрий можно показать для одного частного случая. Рассмотрим в эксперименте в прямой геометрии траекторию некоторого нейтрона, который после нескольких столкновений с ядрами образца попал в детектор и зарегистрировался

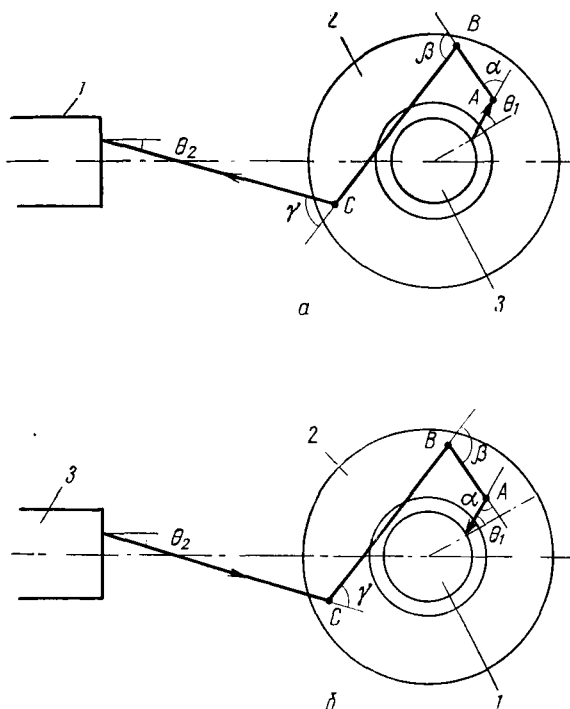


Рис. 14.4. Схема измерений сечений поглощения нейтронов в прямой (а) и обратной (б) сферической геометрии:

1 — детектор; 2 — образец; 3 — источник.

в нем (см. рис. 14.4,а). Предположим, что при рассеянии нейтронов абсолютная величина их скорости не изменяется (это приблизительно выполняется при опытах с тяжелыми элементами) и что нам известны функции $f_1(\theta_1)$ и $f_2(\theta_2)$, определяющие вероятность вылета нейтронов из источника под углом θ_1 и вероятность регистрации нейтрона, падающего на детектор под углом θ_2 соответственно. Полная вероятность события в целом — прохождения нейтроном всей выбранной траектории — зависит от значений $f_1(\theta_1)$, $f_2(\theta_2)$, а также от некоторой функции $F(A, B, C, \dots)$,

определяемой положениями точек, в которых происходят акты рассеяния, значениями углов рассеяния $\alpha, \beta, \gamma \dots$, а также видом функции углового распределения нейтронов с данной энергией, рассеиваемых ядрами взятого вещества. Перейдем теперь к опыту в обратной геометрии с таким источником, вероятность вылета нейтронов из которого под углом Θ_2 описывается функцией $f_2(\Theta_2)$, а свойства детектора — функцией $f_1(\Theta_1)$. При этом наверняка найдется какой-нибудь нейтрон, который пролетит как раз по выбранной нами траектории, но только в обратном направлении, а в силу сделанных выше предположений и очевидного равенства значений функции F вероятность такого события будет точно такой же, как и в опыте в прямой геометрии. Поскольку подобное рассуждение можно провести для любой траектории нейтрона, то нетрудно прийти к выводу о том, что количества нейтронов, регистрируемых детекторами в прямой и обратной геометриях опыта, оказываются одинаковыми. Это и доказывает эквивалентность постановки экспериментов в этих двух разновидностях.

Проведение измерений. Весь ход опыта очень напоминает эксперимент по измерению полных сечений в «хорошей» геометрии. Сначала измеряется скорость счета детектора, установленного на некотором расстоянии от источника нейтронов, без образца. Затем источник (или детектор) окружается сферическим слоем исследуемого вещества и измеряется скорость счета детектора с образцом. Отношение этих двух чисел определяет величину пропускания образца T , по которой затем вычисляется сечение. Отметим, что здесь, как и в предыдущем методе, из-за относительного характера измерений нет необходимости знать абсолютную величину потока нейтронов и эффективности детекторов.

Источник нейтронов при измерениях в прямой геометрии должен быть изотропным, монохроматическим и иметь достаточно малые размеры. Обычно при измерениях используются фотонейтронные источники $\text{Sb} - \text{Be}$, $\text{Na} - \text{D}_2\text{O}$, $\text{Na} - \text{Be}$ и др. Источники типа $\text{Ra} - \alpha - \text{Be}$, $\text{Po} - \alpha - \text{Be}$ и т. п. дают немонахроматические нейтроны, поэтому их можно использовать лишь для измерения сечений, усредненных по очень широкому спектру энергий. В обратной геометрии можно использовать источники практически любых типов. Широко проводятся измерения на нейтронах, получаемых из мишеней ускорителей, на пучках нейтронов, выходящих из ядерных реакторов, и даже в потоках нейтронов в отдельных частях реакторов (в активной зоне, в экране и т. п.).

При измерениях в прямой геометрии выбор детекторов нейтронов зависит от того, сечение какого процесса мы хотим определить. Так, если нас интересует сечение поглощения нейтрона, т. е. суммарное сечение всех процессов, приводящих к исчезновению нейтрона: (n, γ) , (n, p) , (n, α) и др., то детектор не должен чувствовать изменения энергии нейтронов при упругом и неупругом рассеянии их в образце. Другими словами, детектор должен

обладать «всеволновыми» свойствами. В качестве «всеволновых» детекторов могут применяться «длинные» счетчики, графитовые призмы или баки с водой, рассмотренные в гл. 13. Наоборот, если нам желательно измерить сечение неупругих столкновений, то в этом случае необходим детектор, способный разделять нейтроны по энергиям (регистрировать первичные нейтроны и не регистрировать неупруго рассеянные нейтроны). Такими детекторами являются водородные и гелиевые ионизационные камеры и счетчики, сцинтилляционные счетчики с органическими сцинтилляторами, а также пороговые детекторы (камеры деления с U^{238} и Th^{232} , активационные пороговые индикаторы, рассмотренные в гл. 12, и т. п.). При опытах в обратной геометрии детектор должен иметь изотропную чувствительность и малые размеры. Обычно в таких случаях используются малогабаритные сферические ионизационные камеры и активационные детекторы.

При измерениях с реакторами и ускорителями необходимо применять мониторы нейтронного пучка. При работе с фотонейтронными источниками монитор не нужен, но при длительных измерениях приходится вводить поправку на уменьшение активности источника во времени за счет радиоактивного распада.

Вычисление сечения по измеренному пропусканию сферического образца. Как уже отмечалось, если бы в опытах использовался точечный источник нейтронов, расположенный в центре сферической полости образца, а толщина образца была бы столь малой, что вероятностью даже двукратных столкновений нейтронов с ядрами можно было бы пренебречь, то пропускание образца выражалось бы простой экспоненциальной формулой (14.27). Однако при проведении измерений практически никогда не удается обеспечить выполнение отмеченных выше условий. Как скажутся на результатах опыта конечные размеры помещаемого в образец источника (или детектора) нейтронов, будет рассмотрено ниже. Что касается толщины образца, то чем она меньше, тем пропускание оказывается ближе к единице и его становится труднее измерить с необходимой точностью. Если же образец сделать потолще, то за счет многократных упругих столкновений нейтронов с ядрами их средний путь в образце $\bar{l}$ окажется существенно больше x . В этом случае измеряемое пропускание

$$T = e^{-n_0 \sigma a \bar{l}}. \quad (14.28)$$

Величина $\bar{l}$ определяется не только геометрическими размерами образца, но также и угловой зависимостью и абсолютной величиной сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах исследуемого вещества. Расчет этой величины является весьма трудной задачей, которую не удастся точно решить для произвольного случая. Одним из примеров приближенного выражения для опре-

деления $\bar{l}$ может служить формула Казачковского

$$\bar{l} = \frac{1}{2} \frac{r_e^2}{l_{tr}} + 0,71 r_e - \frac{3}{2} \frac{r_i^2}{l_{tr}} + \frac{r_i^2}{r_e + 0,71 l_{tr}} + \\ + 0,29 \left(r_e - \frac{r_i}{2} \right) \exp \left[-0,46 \frac{r_e - \frac{r_i}{2}}{l_{tr}} \right]. \quad (14.29)$$

в которой l_{tr} — так называемая *транспортная длина*, определяемая полным транспортным сечением:

$$l_{tr} = \frac{1}{n_0 \sigma_{tr}}, \quad (14.30)$$

причем само транспортное сечение σ_{tr} выражается через упругое транспортное сечение σ_{et} и искомое сечение σ_a :

$$\sigma_{tr} = \sigma_{et} + \sigma_a. \quad (14.31)$$

Несколько иной подход к определению связи между T и σ_a был предложен Бете, Бейстером и Картером. Методом Монте-Карло они вычислили вероятности вылета нейтрона из образца после 1-го (P_1), 2-го (P_2) и n -го (P_n) столкновений в зависимости от величины $n_0 \sigma_{tr} x$, причем оказалось, что при толщинах оболочек $\leq 1,5 l_{tr}$ можно было для всех $n > 2$ считать значения всех P_n одинаковыми. При этом пропускание образца связывается с сечением неупругих столкновений соотношением

$$1 - T = (1 - T_0) \frac{\sigma_a}{\sigma_{tr}} \left[1 + (1 - P_1) \frac{\sigma_{et}}{\sigma_{tr}} + \frac{(1 - P_1)(1 - P_2) \sigma_{et}^2}{\sigma_{tr} (\sigma_a + \sigma_{et}) P_n} \right], \quad (14.32)$$

в котором величина T_0 определяется формулой (14.27). Для практического использования соотношения (14.32) удобно, задавшись значениями σ_{et} , P_1 , P_2 и P_n , вычислить величину пропускания T для нескольких разумных значений σ_a , построить зависимость $T = T(\sigma_a)$ в виде графика, а затем, измерив на опыте величину T , найти по этому графику интересующее нас сечение σ_a .

Несмотря на сложность выражений (14.29) и (14.32), они не могут обеспечить высокую точность расчетов при любых параметрах образцов. Особенно плохие результаты получаются при измерениях малых сечений захвата, при которых для достаточной величины наблюдаемого эффекта образцы приходится делать толстыми, и, следовательно, влияние рассеяния оказывается особенно большим. В этом случае наилучшие результаты обеспе-

чивают расчеты пропускания методом Монте-Карло, проводимые с помощью электронных вычислительных машин. По результатам таких расчетов составляются таблицы, позволяющие по измеренному пропусканию сразу найти величину σ_a , причем ошибка, вносимая в значение σ_a из-за неточности расчета, может составлять всего 0,5%.

Поправки. При определении сечения методом сферической геометрии, как, впрочем, и при любых других измерениях аналогичного типа, в измеренную величину пропускания следует внести ряд поправок, учитывающих отклонения от идеальных условий проведения эксперимента. Следует отметить, что введение многих поправок при различных измерениях проводится аналогичными способами. Поэтому в качестве примера в данном разделе подробно рассматриваются поправки применительно к измерениям в сферической геометрии, а в остальных разделах этой главы о поправках говорится значительно менее подробно. Тем не менее всегда будут отмечаться те эффекты, которые требуется учитывать при обработке экспериментов.

1. *Конечные размеры источника и угловая анизотропия вылета нейтронов из него.* Оба эти фактора приводят к тому, что даже первичные нейтроны движутся в образце не по радиусам, что удлиняет их средний путь в образце и изменяет пространственное распределение точек первых столкновений нейтронов с ядрами. Поправку на этот эффект можно внести, если известно угловое распределение вылета нейтронов из источника.

2. *Отклонение потока нейтронов на малых расстояниях от сферического источника от закона обратных квадратов.* Как отмечалось, при окружении источника слоем вещества, способного только рассеивать (но не поглощать) нейтроны, число выходящих в пространство нейтронов не меняется. Соответственно не изменится и ток нейтронов, величина которого при условии сферической симметрии опыта определяется числом нейтронов, пересекающих в 1 сек площадку в 1 см^2 , перпендикулярную к направлению на центр источника. Однако из-за изменения углового распределения вылетающих нейтронов величина потока нейтронов, определяемого числом нейтронов, пересекающих в 1 сек сферу с площадью сечения в 1 см^2 , может измениться. Большинство детекторов дает число отсчетов, пропорциональное потоку нейтронов, хотя в принципе могут существовать и детекторы чувствительные к току, поэтому при установке сферического образца число отсчетов детектора изменится непропорционально уменьшению числа выходящих из образца нейтронов, что исказит измеряемую величину пропускания.

Для того чтобы поправка на данный эффект была возможно меньше, достаточно удалить детектор на большое расстояние, так как при $R \gg r_e$ понятия тока и потока нейтронов практически совпадают. Оценки показывают, что достаточными оказываются расстояния $R \geq 4r_e$. Если по каким-либо причинам (например,

из-за недостаточной интенсивности источника) приходится работать на более близких расстояниях, эффект изменения потока можно оценить экспериментально, окружив источник слоем вещества, почти не поглощающего нейтроны (например, алюминием или свинцом); если при этом скорость счета детектора меняется, то это изменение будет целиком связано с рассматриваемым эффектом, что позволяет ввести соответствующую поправку при основных измерениях.

3. *Анизотропия чувствительности детектора (или анизотропия вылета нейтронов из источника при обратной геометрии).* Данный эффект может привести к частичному или полному отсутствию компенсации упругого рассеяния в сферическом образце. Если, например, анизотропия чувствительности внешнего детектора столь велика, что он регистрирует только нейтроны, летящие вдоль оси, проходящей через центры источника и детектора, и совсем не регистрирует нейтроны по другим направлениям, то в результате опыта будет фактически измерено не значение σ_a , а полное сечение σ_t . Поправку на этот эффект можно внести, проведя соответствующие расчеты.

4. *Асимметрия источника (или детектора при обратной геометрии).* Этот эффект сильнее сказывается при измерениях в обратной геометрии, ибо сферически симметричный детектор сделать гораздо труднее, чем источник. Соответствующую поправку можно получить в результате специального эксперимента, в котором детектор вращается в постоянном потоке летящих в одном направлении нейтронов и отмечаются изменения скорости счета в зависимости от его ориентации относительно оси пучка.

5. *Поглощение нейтронов в источнике.* Часть рассеявшихся в образце нейтронов может возвращаться в источник и поглощаться в нем, с чем будет связано дополнительное уменьшение числа отсчетов детектора при установке образца. Роль данного эффекта можно оценить расчетно, и обычно она оказывается небольшой.

6. *Замедление нейтронов в образце.* При рассеянии на ядрах образца нейтроны частично теряют свою энергию, в результате чего могут изменяться вероятность их неупругих столкновений с ядрами образца и эффективность их регистрации детектором. Последний эффект полностью отсутствовал бы при измерениях сечений поглощения нейтронов идеальным всеволновым детектором. При реальных измерениях всегда приходится вводить поправки, особенно при измерениях сечений поглощения нейтронов от Na — Be-источника с энергией $\bar{E} = 830$ кэв, когда существенный вклад в процесс замедления начинает вносить неупругое рассеяние нейтронов. Из-за сложности внесения поправок на данный эффект большинство экспериментаторов ограничивалось проведением измерений с нейтронами от Sb — Be-источника, при энергии которых (~ 24 кэв) вероятность неупругого рассеяния почти для всех веществ равна нулю. Замедление

в результате упругого рассеяния может дать заметный эффект лишь при измерениях сечений для самых легких элементов ($A < 20$).

7. *«Сток» нейтронов в образце.* Если в качестве детектора используется водяной бак, то часть замедляющихся в воде нейтронов может возвращаться в образец и поглощаться в нем, что вызовет уменьшение общего потока нейтронов в баке и соответственно уменьшение скорости счета детекторов. Данный эффект можно существенно уменьшить, если в баке сделать сферическую полость, радиус которой $R \gg r_e$, и образец с источником помещать в центре этой полости. Вероятность «стока» нейтронов в образец пропорциональна телесному углу, под которым образец виден с поверхности полости, т. е. величине $(r_e/R)^2$, поэтому при $R \gg r_e$ относительная величина эффекта невелика. Ее можно уменьшить еще в несколько раз, помещая и образец, и источник (как при измерениях с образцом, так и без образца) внутрь тонкостенного кадмиевого чехла. При этом сток тепловых нейтронов будет во всех измерениях определяться кадмиевым чехлом, и, стало быть, его относительная величина будет оставаться постоянной.

8. *Дефекты формы образца.* Часто условия эксперимента требуют, чтобы в сферическом образце имелись отверстия, щели и другие отклонения от строго сферической формы. Наиболее часто с этим приходится сталкиваться при измерениях в обратной геометрии, когда внутри образца находится детектор, от которого должны отходить выводы сигналов. Учесть влияния всех необходимых отверстий проще всего, делая в образце такие же дополнительные отверстия и следя за тем, как они сказываются на изменениях скорости счета детекторов. Во всяком случае образец следует располагать так, чтобы все отверстия в нем лежали как можно дальше от прямой, соединяющей центры детектора и источника.

9. *Рассеяние нейтронов образцом в мониторе.* При измерениях в обратной сферической геометрии с использованием в качестве источника нейтронов мишени ускорителя установка образца может привести к попаданию дополнительных нейтронов в расположенный поблизости монитор, в результате показания последнего изменятся и не будут пропорциональны потоку первичных нейтронов. Измерить данный эффект проще всего, сравнивая показания монитора нейтронов с показаниями интегратора тока мишени. Вообще во всех случаях, когда это допускается условиями эксперимента, желательно иметь два различных монитора вместо одного (например, «длинный» счетчик и интегратор тока).

10. *Поправки на фон,* создаваемый ложными импульсами в детекторе, рассеянными нейтронами, γ -квантами и т. п., вносятся обычными методами (см. выше).

11. *Поправки на погрешности регистрирующей аппаратуры* (просчеты, отказы пересчетных схем и т. п.) вносятся как путем расчетов, так и методом изменения условий эксперимента: изме-

нение загрузок, параллельное включение нескольких регистрирующих приборов и т. п.

12. *Эффект блокировки сечений.* Этот эффект аналогичен эффекту, обсуждавшемуся при изложении опытов по измерению σ_t в «хорошей» геометрии. Для экспериментальной оценки величины данного эффекта могут быть проведены специальные опыты, в которых варьируется толщина образцов и сравнивается значение пропускания, измеренное на сферах из чистого материала (например, меди) и материала, сильно разбавленного слабо поглощающим нейтроны свинцом. В одном из таких опытов приготавливалась система вложенных друг в друга сферических свинцовых слоев с отверстиями, в которые вставлялись маленькие цилиндрики из изучаемого материала. Эти опыты показали, что для ряда исследованных веществ эффект резонансной блокировки не превышал ошибок измерений. В то же время теоретические расчеты для некоторых элементов, например для серебра и золота, предсказывают довольно большую величину эффекта: 15 и 20% соответственно. В результате оказывается, что поправка на блокировку сечений является в настоящее время наименее определенной и сильнее всего ограничивает точность проводимых измерений.

Подробно методы внесения поправок при измерениях в сферической геометрии рассмотрены в некоторых специальных работах. Оставляя в стороне вопрос о резонансной блокировке сечений, можно отметить, что, несмотря на многочисленность перечисленных выше поправок, из-за малости каждой из них суммарная поправка к величине пропускания оказывается относительно небольшой (в большинстве случаев примерно 1% величины T), поэтому надежность результатов измерений сечений в опытах в сферической геометрии почти столь же высока, как и при измерениях полных сечений в «хорошей» геометрии.

Ошибки и точность метода. Точность измерения сечений в сферической геометрии определяется ошибками эксперимента и ошибками при расчетах. Складываясь друг с другом, они создают некоторую полную ошибку метода. Экспериментальные ошибки, появляющиеся из-за статистических флуктуаций счета, неточности воспроизведения условий «с образцом» и «без образца» и по другим аналогичным причинам, приводят к некоторому разбросу в значениях пропускания, определяемого в серии последовательных однотипных измерений. Ошибки при расчетах проистекают из-за нестрогости метода расчета, из-за неточности введения отдельных поправок, из-за ошибки в применяемой при расчетах величине σ_{et} . Их значение может быть оценено только путем расчета. Если все эти ошибки считать независимыми, то полную ошибку можно определить как квадратный корень из суммы их квадратов. Наибольшая погрешность, как уже отмечалось, при измерениях в сферической геометрии связана, по-видимому, с трудно учитываемым эффектом резонансной блокировки сечений.

Без учета этого обстоятельства точность измерений оказывается весьма высокой: относительная погрешность в измеряемой величине $\Delta\sigma_a/\sigma_a$ может достигать 2—5%, хотя данные разных авторов различаются, как правило, значительно сильнее. Причины этих различий связаны с использованием разных методов обработки экспериментальных данных, с различием свойств применяемых детекторов и с субъективизмом при оценке разных поправок. Тем не менее в пределах имеющегося разброса данных разных авторов результаты измерений сечений в сферической геометрии оказываются весьма надежными, и их можно использовать для абсолютной привязки сечений, измеренных другими методами.

§ 14.3. МЕТОД АКТИВАЦИИ

Физические основы метода. Если образующиеся при реакции $A(n, x)B$ ядра B оказываются радиоактивными, то величину сечения данной реакции σ можно определить измерением наведенной активности мишени. В самом деле, предположим, что тонкая мишень из исследуемого вещества облучается потоком нейтронов Φ . Число реакций в 1 сек при этом будет равно $n\sigma\Phi$, где n — число ядер в мишени. Дифференциальное уравнение, описывающее изменение во времени числа образующихся радиоактивных ядер N с учетом их распада, можно записать в виде

$$dN = n\sigma\Phi dt - \lambda N dt. \quad (14.33)$$

Если к моменту начала облучения ($t = 0$) радиоактивных ядер в мишени не было, то решение уравнения (14.33) будет следующим:

$$N = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (14.34)$$

или

$$A = n\sigma\Phi (1 - e^{-\lambda t}), \quad (14.35)$$

где

$$A = \lambda N \quad (14.36)$$

активность мишени к моменту времени t после начала облучения. Если теперь эту мишень извлечь из потока нейтронов и поместить в измерительную установку с эффективностью регистрации ϵ , то данная установка будет регистрировать

$$a = \epsilon A \quad (14.37)$$

импульсов в секунду. Из соотношений (14.35) и (14.37) следует

$$\sigma = \frac{a}{\epsilon n\Phi} (1 - e^{-\lambda t})^{-1}. \quad (14.38)$$

Таким образом, если известны абсолютная величина потока нейтронов Φ и абсолютное значение эффективности измеритель-

ной установки ε , то величину сечения можно определить непосредственно по скорости счета регистрируемых импульсов. Однако, как было показано в предыдущих главах, измерение величин Φ и ε связано с известными трудностями, на преодоление которых направляются основные усилия при проведении активационных измерений. Этот вопрос будет более детально рассмотрен ниже. А пока отметим два частных случая, с которыми часто приходится сталкиваться на практике.

Если период полураспада возникающего радиоактивного продукта T не очень велик, то выгодно производить облучение в течение времени $t_0 \gg T$ (обычно бывает достаточно, чтобы $t \geq 5T$).

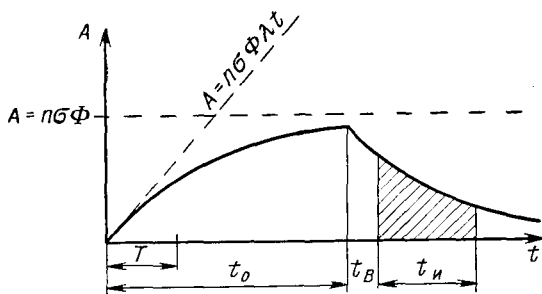


Рис. 14.5. Изменение во времени активности образца при его облучении нейтронами и после окончания облучения:

t_0 — время облучения; t_B — время выдержки после облучения; $t_и$ — время измерения.

При этом можно считать, что экспоненты в соотношениях (14.35) и (14.38) обращаются в нуль, поэтому соответственно

$$A = n\sigma\Phi \quad (14.39)$$

и

$$\sigma = \frac{a}{\varepsilon n\Phi}. \quad (14.40)$$

Первое из этих соотношений показывает, что при больших периодах облучения активность образца перестает зависеть от времени: число вновь образующихся ядер оказывается равным числу распадов, в результате наступает своеобразное равновесие. Величина активности, определяемая соотношением (14.39), так и называется равновесной, или *активностью насыщения*. При измерениях всегда желательно достичь состояния насыщения, так как при этом все расчетные соотношения оказываются наиболее простыми.

Если же период полураспада радиоактивного продукта велик (несколько недель, месяцев или еще больше), то облучение приходится часто вести в течение времени $t_0 \ll T$. При этом $e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t + \dots$ и вместо соотношений (14.35) и (14.38) соот-

ветственно получается

$$A = n\sigma\Phi\lambda t; \quad (14.41)$$

$$\sigma = \frac{a}{en\Phi\lambda t}. \quad (14.42)$$

Как видно, при малых временах облучения активность линейно возрастает со временем, оставаясь много меньше интенсивности захвата нейтронов ($\lambda t \ll 1$). Общий характер измерения активности образцов во времени при облучении постоянным потоком нейтронов изображен графически на рис. 14.5.

Проведение измерений. Облучение образцов при активационных измерениях можно проводить в ядерных реакторах, на ускорителях или с помощью радиоактивных нейтронных источников. В реакторах образцы облучаются нейтронами с непрерывным энергетическим спектром. Использовать механические монохроматоры в большинстве случаев не удастся из-за малой интенсивности даваемого ими нейтронного пучка. Метод времени пролета в его обычной форме к активационным измерениям тоже неприменим, хотя при использовании таких мощных импульсных источников нейтронов, как подземные ядерные взрывы, удастся использовать метод времени пролета для разделения нейтронов по энергиям (см. гл. 12). Для этого на расстоянии в несколько десятков или даже сотен метров от места взрыва за мощным коллиматором с очень узкой щелью устанавливается вращающаяся мишень из исследуемого вещества, делающая за время опыта только один оборот. Очевидно, что в каждую точку мишени через коллиматор будут попадать нейтроны какой-то одной энергии, поэтому, измерив распределение активности по мишени, можно определить энергетическую зависимость интересующего сечения.

Образцы для активационных измерений делают всегда очень тонкими и, как правило, небольших размеров с целью обеспечения равномерности потока нейтронов при их облучении и уменьшения значения различных поправок при последующем измерении наведенной активности. Обычно образцы изготавливаются в виде фольг или порошков, наносимых с помощью клея на подложки из неактивируемых веществ (например, плексигласа). Отсутствие активности подложки и клея легко проверяется контрольным облучением без исследуемого вещества.

Типичная геометрия опыта при работе на ускорителе показана на рис. 14.6. Обычно облучение образцов стараются проводить под углами, близкими к 0° по отношению к оси пучка ускоренных ионов, так как в этом направлении выход нейтронов и однородность пучка выше, чем в других направлениях. В этом случае образцы изготавливаются обычно в виде тонких плоских дисков. Однако для измерений при очень малых энергиях нейтронов (около 5 *кэв*) образцы приходится помещать под углами,

большими или равными 90° к оси пучка. В этом случае их делают в виде колец, охватывающих мишенную трубку ускорителя.

После облучения образец переносится в счетную установку. Наведенная активность измеряется счетом или β -частиц, или γ -квантов. Если время облучения t_0 , время между концом облучения и началом счета t_v , а также время самого измерения $t_{\text{и}}$ сравнимы с периодом полураспада получаемого вещества T , то число зарегистрированных импульсов, равное числу распадов

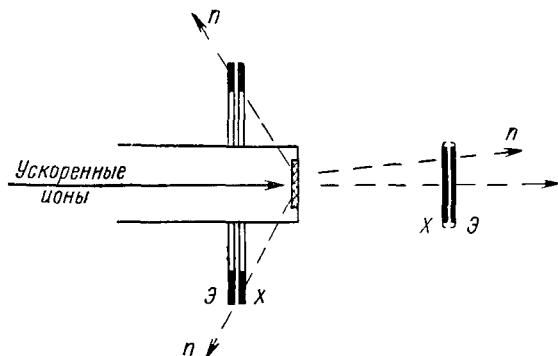


Рис. 14.6. Схема измерения активационных сечений на ускорителе.

в образце за время $t_{\text{и}}$ (заштрихованная площадь на рис. 14.5), умноженному на эффективность счетной установки, может быть выражено следующим соотношением:

$$N_{\text{имп}} = \frac{\varepsilon}{\lambda} n \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_v} B (1 - e^{-\lambda t_{\text{и}}}). \quad (14.43)$$

Это соотношение сильно упрощается в том случае, если $t_0 \gg T$, а t_v и $t_{\text{и}} \ll T$. При этом $e^{-\lambda t_0} \approx 0$, $e^{-\lambda t_v} \approx 1$, $e^{-\lambda t_{\text{и}}} \approx 1 - \lambda t_{\text{и}} + \dots$ и

$$\sigma = \frac{N_{\text{имп}}}{\varepsilon n \Phi t_{\text{и}}}. \quad (14.44)$$

Так как $N_{\text{имп}}/t_{\text{и}} = a$, то это соотношение эквивалентно (14.40).

Из предыдущего следует, что для определения сечения достаточно измерить активность образца после окончания облучения, т. е. произвести одно-единственное включение счетчика на некоторое время $t_{\text{и}}$. Однако очень часто в образце при облучении появляется несколько радиоактивных веществ: от реакций в подложке образца, от реакций на различных изотопах исследуемого элемента, от реакций различных типов на ядрах одного изотопа. В этом случае необходимо разделить импульсы от распада разных веществ, а для этого одного измерения недостаточно: приходится делать много коротких измерений и по их результа-

там строить кривую спада активности образца во времени. Анализ такой кривой обычным методом разложения на экспоненты позволяет определить активность каждого возникающего радиоактивного продукта и тем самым при одном облучении измерить сечения нескольких различных реакций. В качестве относительно простого примера подобных измерений можно привести эксперимент по изучению (n, p) - и (n, α) -реакций на ядрах Na^{23} . В качестве образца применялся кристалл NaI , который затем использовался и как детектор возникающего в нем самого излучения. На рис. 14.7 показана кривая спада скорости счета во времени. Как видно, четко выделяются две группы активности с периодами

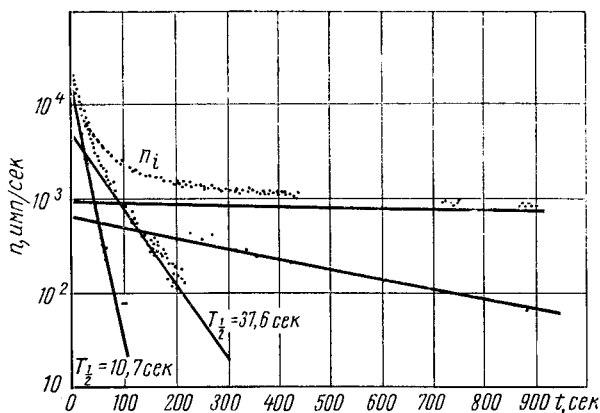


Рис. 14.7. Кривая уменьшения числа распадов в кристалле NaI после облучения его нейтронами с энергией 14 Мэв . Сплошными линиями показаны результаты разложения экспериментальной кривой на 4 экспоненты с различными периодами.

$10,7 \text{ сек}$ [от ядер F^{20} из реакции $\text{Na}^{23}(n, \alpha)\text{F}^{20}$] и $37,6 \text{ сек}$ [от ядер Ne^{23} из реакции $\text{Na}^{23}(n, p)\text{Ne}^{23}$]. Все остальные возможные реакции: $\text{Na}^{23}(n, \gamma)\text{Na}^{24}$, $\text{I} + n$ и др. — приводили к образованию фона, который легко учитывался введением двух длиннопериодных экспонент. Если различные радиоактивные продукты имеют близкие периоды полураспада, разделить их методом разложения кривой на экспоненты очень трудно или даже невозможно. В таких случаях приходится измерять не просто скорость счета, а энергетическое распределение импульсов от γ -квантов в кристалле сцинтилляционного или $\text{Ge} - \text{Li}$ счетчика, что позволяет разделять активности различных веществ по характерным для них линиям γ -спектра. Наконец, иногда прибегают к химическому разделению элементов в образце после облучения.

Измерения сечений методом активации могут быть абсолютными или относительными. При абсолютных измерениях тем или иным методом определяется абсолютная величина потока нейтронов и истинное число распадов в облученном образце.

Методы таких измерений рассмотрены в предыдущих главах, и здесь остается лишь отметить, что для измерений потока пользуются или калиброванным ранее детектором типа камеры деления, или детектором типа марганцевой ванны, или методом регистрации сопутствующих частиц. Можно также воспользоваться сферически симметричным источником с калиброванной величиной выхода нейтронов Q . В этом случае поток нейтронов можно рассчитать по формуле $\Phi = Q/4\pi R^2$, где R — расстояние от источника до облучаемого образца. Абсолютные измерения наведенной активности проводятся или 4 π -счетчиком, или методом $\beta - \gamma$ -совпадений.

Поскольку любые абсолютные измерения связаны с известными трудностями, во всех случаях, когда это возможно, их стараются заменить относительными измерениями. Предположим, что нам требуется измерить энергетическую зависимость сечения реакции для вещества X , и мы располагаем другим веществом $\mathcal{E}$ (эталоном), для которого эта зависимость известна (вещество $\mathcal{E}$ может применяться также в виде активируемого образца, или это может быть покрытие камеры деления, или B^{10} в пропорциональном счетчике и т. п.). Если облучить образцы X и $\mathcal{E}$ в одном и том же потоке нейтронов (см. рис. 14.6), то, отвлекаясь для простоты от временных членов в формуле (14.43) и используя вместо нее соотношение (14.40), можно представить наблюдаемые эффекты в виде

$$a_x = \varepsilon_x n_x \sigma_x \Phi_x;$$

$$a_{\mathcal{E}} = \varepsilon_{\mathcal{E}} n_{\mathcal{E}} \sigma_{\mathcal{E}} \Phi_{\mathcal{E}},$$

откуда

$$\sigma_x = \sigma_{\mathcal{E}} \frac{\varepsilon_{\mathcal{E}} n_{\mathcal{E}}}{\varepsilon_x n_x} \left(\frac{a_x}{a_{\mathcal{E}}} \right). \quad (14.45)$$

Если отношение эффективностей регистрации излучения, возникающего при облучении нейтронами образцов X и $\mathcal{E}$, известно, то отсюда сразу можно найти интересующее нас сечение. Если же это отношение неизвестно, то последнее выражение позволяет все же по результатам серии измерений при разных энергиях получить энергетическую зависимость σ_x в относительных единицах. При этом надо быть уверенным только в том, что отношение $\varepsilon_{\mathcal{E}}/\varepsilon_x$ заведомо не зависит от энергии нейтронов. Если это так, то, заменив отношение $\varepsilon_{\mathcal{E}} n_{\mathcal{E}}/\varepsilon_x n_x$ некоторой константой k , в которую можно включить и абсолютную величину эталонного сечения, вместо (14.45) получаем

$$X(E) = k \left(\frac{a_x}{a_{\mathcal{E}}} \right) \mathcal{E}(E), \quad (14.46)$$

где X и $\mathcal{E}$ — сечения σ_x и $\sigma_{\mathcal{E}}$ в относительных единицах. Последнее соотношение легко можно представить в виде кривой на графике,

по оси абсцисс которого отложена энергия, а по оси ординат — величина X в произвольных единицах. Если из каких-либо иных измерений (скажем из опытов в сферической геометрии) известна величина σ_x хотя бы для одного значения энергии из рассматриваемого интервала, то это позволяет сопоставлением X и σ_x прокалибровать ось ординат в абсолютных единицах и тем самым получить истинные значения σ_x в широком интервале энергий.

Для (n, γ) -реакций хорошо известны сечения для тепловых нейтронов практически на всех ядрах. Это позволяет провести облучения образцов X и $\mathcal{E}$ на тепловых нейтронах, из которых можно получить, аналогично (14.45), соотношение

$$\sigma_x^T = \sigma_{\mathcal{E}}^T \frac{\varepsilon_{\mathcal{E}} n_{\mathcal{E}}}{\varepsilon_x n_x} \left(\frac{a_x^T}{a_{\mathcal{E}}^T} \right). \quad (14.47)$$

Комбинация (14.45) и (14.47) позволяет исключить неизвестное отношение $\varepsilon_{\mathcal{E}}/\varepsilon_x$:

$$\sigma_x = \sigma_{\mathcal{E}} \left(\frac{\sigma_x^T}{\sigma_{\mathcal{E}}^T} \right) \frac{a_x/a_{\mathcal{E}}}{a_x^T/a_{\mathcal{E}}^T}. \quad (14.48)$$

Последняя разновидность метода относительных измерений часто называется методом двух отношений. Заметим, что в соотношение (14.48) входят только непосредственно измеряемые на опыте скорости счета импульсов и табличные значения сечений.

Очевидно, что во всех случаях, когда интенсивность потока нейтронов не остается постоянной во времени, необходимо использовать мониторы.

Поправки и погрешности. При активационных измерениях основная поправка связана с учетом посторонних активностей. В некоторых случаях выделение таких активностей приобретает самостоятельный интерес, в результате приходится говорить скорее не о введении поправки, а о существеннейшей части основного эксперимента. Методы разделения различных активностей были рассмотрены выше.

При измерении на ускорителях приходится учитывать неоднородность потока нейтронов в образце и разброс энергий нейтронов, связанный с зависимостью энергии нейтронов от угла вылета. Поправки на эти эффекты проще всего внести расчетным путем. Их величина оказывается особенно большой при облучении образцов нейтронами, вылетающими из мишени под большими углами к оси пучка. Аналогичным образом можно ввести поправку на различие потоков нейтронов, которыми облучаются образцы X и $\mathcal{E}$ (см. рис. 14.6), однако это различие обычно мало. При измерениях методом двух отношений требуется вводить поправку на депрессию потока тепловых нейтронов в случае сильно поглощающих образцов. Самоблокировка нейтронов, а также другие эффекты,

связанные с взаимодействием быстрых нейтронов с ядрами в образцах, при активационных измерениях обычно не существенны, так как образцы делаются очень тонкими. Поправки при β - и γ -счете рассматривались в предыдущей главе. Наконец, поправки на фон нейтронов, рассеянных от стен помещения, от различных деталей мишени ускорителя (в первую очередь от трубок с охлаждающей водой), от идущих иногда в ускорителе побочных реакций вводятся как расчетными, так и экспериментальными способами; большинство из них также рассмотрено выше.

Основные ошибки при проведении относительных измерений связаны с ошибками в опорных сечениях. В соотношение (14.48), используемое при проведении измерений методом двух отношений, входят три опорных сечения: σ_a , σ_a^T и σ_x^T , причем совершенно ясно, что относительная точность определения искомого сечения σ_x не может быть выше наилучшей точности, с которой известны эти три величины.

Другие источники ошибок дают значительно меньший вклад в полную ошибку опыта. Влияние статистической ошибки во всех случаях, кроме измерений очень малых сечений, обычно невелико. Ошибки при введении поправок также невелики, поскольку малы сами поправки. Исключением является поправка на фон рассеянных нейтронов, которая в некоторых случаях может быть даже больше измеряемого эффекта, но ее достаточно точно можно оценить экспериментально. Некоторая погрешность может возникнуть также при разделении различных активностей. Суммарная погрешность метода (без учета ошибок в опорных сечениях) оказывается весьма малой — обычно 2—5%, но ошибки в опорных сечениях, достигающие 10—15%, а иногда и еще больших значений, не позволяют получить лучшую точность, о чем уже говорилось выше.

Применение активационного метода. Возможность использования рассматриваемого метода для измерений сечений определяется присущими ему достоинствами и недостатками. К достоинствам метода активации можно отнести:

- 1) предельную простоту методики;
- 2) возможность измерения сечений для отдельных изотопов на образцах из естественных элементов;
- 3) возможность одновременного измерения сечений различных реакций;
- 4) малые размеры образцов;
- 5) малую величину поправок и высокую точность относительных измерений (без учета опорных сечений);
- 6) возможность облучения образцов внутри реактора или отдельных его частей в условиях высокой температуры, γ -излучения и других факторов;
- 7) применимость при измерениях с нейтронами практически любых энергий.

Недостатками метода являются:

1) невозможность его использования для измерения сечений таких реакций, в результате которых возникает нерадиоактивный продукт, например $\text{Fe}^{56}(n, \gamma)\text{Fe}^{57}$;

2) невозможность его использования в комбинации с методом времени пролета в обычной его модификации, что сильно затрудняет применение при энергиях ниже 5 *кэв*, где практически отсутствуют источники монохроматических нейтронов.

Метод активации с успехом применяется для измерения сечений самых разнообразных (n, γ) -, (n, p) -, (n, α) -реакций и других. При энергиях выше 2—5 *Мэв* метод активации во многих случаях оказывается единственно доступным методом измерений, по крайней мере для сечений радиационного захвата нейтронов.

§ 14.4. МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Физические основы метода. Регистрация частиц, возникающих в ходе ядерной реакции, позволяет непосредственно зафиксировать число актов взаимодействия нейтронов с ядрами в образце и тем самым определить эффективное сечение этого процесса. В самом деле, при облучении образца, содержащего n ядер, потоком нейтронов Φ число актов взаимодействия в 1 *сек* выражается обычным соотношением

$$A = n\sigma\Phi. \quad (14.49)$$

Столько же, естественно, будет возникать ежесекундно и вторичных частиц (γ -квантов, α -частиц, протонов или еще каких-нибудь частиц). Если рядом с образцом расположить детектор, способный регистрировать эти частицы, то число получаемых от этого детектора импульсов в 1 *сек* будет равно

$$a = \varepsilon n\sigma\Phi, \quad (14.50)$$

где ε — полная эффективность регистрации. Если величины Φ и ε известны, то отсюда легко найти неизвестную величину σ .

Сравнение соотношений (14.40) и (14.50) показывает, что между методом активации и рассматриваемым методом измерений есть много общего. Как в том, так и в другом случае для абсолютного определения сечения необходимо знать абсолютные величины Φ и ε , поэтому оба эти метода используются в основном для относительных измерений. Одним из наиболее существенных отличий метода регистрации сопутствующих частиц является то, что информация об акте ядерной реакции поступает непосредственно в момент самой реакции, а не спустя долгое время после нее. Это позволяет широко использовать при измерениях технику времени пролета во всех ее разновидностях. Кроме того, оказывается возможным измерять угловые и энергетические распределения вторичных частиц и соответствующие им дифференциальные сечения, что дает более богатую информацию об исследуемом явлении.

Проведение измерений с регистрацией заряженных частиц. Эффективные сечения реакций с вылетом заряженных частиц типа (n, p) , (n, α) , деления и т. п. проще всего можно измерить с помощью ионизационных камер, газовых и сцинтилляционных счетчиков, различных трековых приборов. Особенно просто проводятся измерения в тех случаях, когда исследуемое вещество может быть непосредственно введено в рабочее тело детектора (в газ камеры, в фотоэмульсию или кристалл сцинтилляционного счетчика). При этом величина ϵ очень близка к единице, и ее можно достаточно точно вычислить с помощью приемов, рассмотренных в § 13.2. Там же показано, что величину ϵ можно оценить

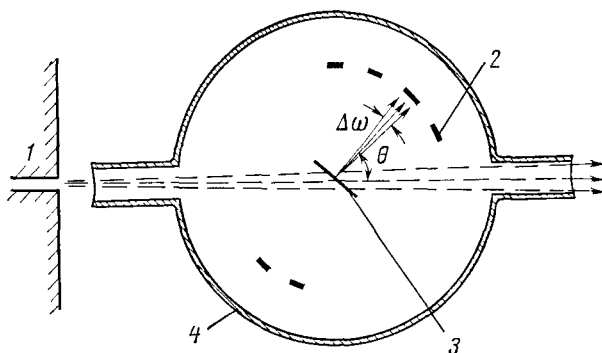


Рис. 14.8. Схема измерений сечений реакций, идущих с вылетом заряженных частиц:

1 — коллиматор; 2 — детекторы; 3 — фольга из исследуемого материала; 4 — вакуумная камера.

и для случая, когда исследуемое вещество нельзя ввести в рабочее тело детектора, но его можно изготовить в виде непосредственно примыкающего к нему твердого слоя. Следует отметить, что в обоих указанных случаях при условии, что поток нейтронов известен, процесс измерения сечения сводится к простому определению скорости счета импульсов и несложному расчету по формуле (14.50). Если поток нейтронов неизвестен и его трудно абсолютно измерить, то можно провести относительные измерения аналогично тому, как это делается при активационных опытах. При таких измерениях в качестве эталона удобнее всего применить В^{10} или He^3 , так как они легко вводятся в состав рабочих смесей различных детекторов и имеют плавную энергетическую зависимость сечений в широком интервале энергий. Регистрация заряженных частиц при измерениях дифференциальных сечений реакций в настоящее время производится обычно с помощью полупроводниковых счетчиков, хотя и в этих случаях с успехом могут использоваться и другие детекторы — ионизационные камеры, сцинтилляционные счетчики, фотоэмульсии. Типичная схема соответствующего эксперимента показана на рис. 14.8. Хорошо

сколламированный пучок нейтронов падает на фольгу из исследуемого материала, толщина которой должна быть много меньше пробега заряженных частиц, и вылетающие из нее частицы регистрируются полупроводниковым счетчиком. Скорость счета детектора a оказывается связанной с числом падающих на фольгу в течение 1 сек нейтронов N соотношением

$$a = \varepsilon_d N \sigma(\Theta) n_0 \Delta\omega \bar{x}, \quad (14.51)$$

где $\sigma(\Theta)$ — дифференциальное сечение реакции, при которой вторичные частицы вылетают под углом Θ к направлению движения нейтронов; n_0 — число ядер в 1 см³ образца; x — толщина фольги в направлении движения первичных частиц; $\Delta\omega$ — телесный угол, под которым из образца виден детектор. Соотношение (14.51) можно считать достаточно точным, если размеры области фольги, в которой протекают изучаемые ядерные реакции, малы по сравнению с расстоянием до детектора, благодаря чему эту область можно считать точечной. Однако и в этом случае в результате опыта получают величину сечения, усредненного по охватываемому счетчиком телесному углу $\Delta\omega$. Использование нескольких счетчиков или перемещение одного счетчика относительно оси пучка нейтронов позволяют измерять в дополнение к выходу и энергии вторичных частиц их угловое распределение, что существенно повышает количество получаемой информации. Наконец, вместо одного счетчика можно применить телескоп из двух счетчиков, что позволяет идентифицировать типы вылетающих частиц. Отметим, что при регистрации заряженных частиц собственная эффективность детектора $\varepsilon_d \approx 1$, геометрический фактор легко можно вычислить, поэтому оценка полной эффективности установки ε не представляет особенно трудной задачи, и вся неопределенность опыта связана с оценкой потока нейтронов Φ .

Измерения с регистрацией γ -квантов. При изучении (n, γ) -, $(n, n'\gamma)$ -реакций и т. п. приходится сталкиваться с задачей регистрации γ -квантов. Все используемые для этого приборы можно условно разделить на две большие группы. К первой группе относятся детекторы, регистрирующие γ -кванты в пределах малых телесных углов. Таким детектором, например, может быть кристалл сцинтилляционного счетчика, располагаемый вне прямого нейтронного пучка рядом с образцом из исследуемого материала (рис. 14.9). Естественно, в таком опыте измеряется дифференциальное сечение реакции, и вся схема опыта оказывается весьма похожей на схему измерений дифференциальных сечений с вылетом заряженных частиц, отличаясь лишь тем, что в данном случае эффективность $\varepsilon_d \ll 1$ и ее точное значение гораздо труднее определить. В самом деле, в первом приближении

$$\varepsilon_d = \int_{E_{\gamma}^{\min}}^{E_{\gamma}^{\max}} v(E_{\gamma}, E) \varepsilon(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \quad (14.52)$$

где $\varepsilon(E_\gamma)$ — вероятность регистрации счетчиком γ -кванта с энергией E_γ ; $\nu(E_\gamma, E) dE_\gamma$ — число γ -квантов с энергиями от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$, возникающих при попадании в ядро нейтрона с энергией E ; $E_{\gamma \text{ пор}}$ — пороговое значение энергии γ -квантов,

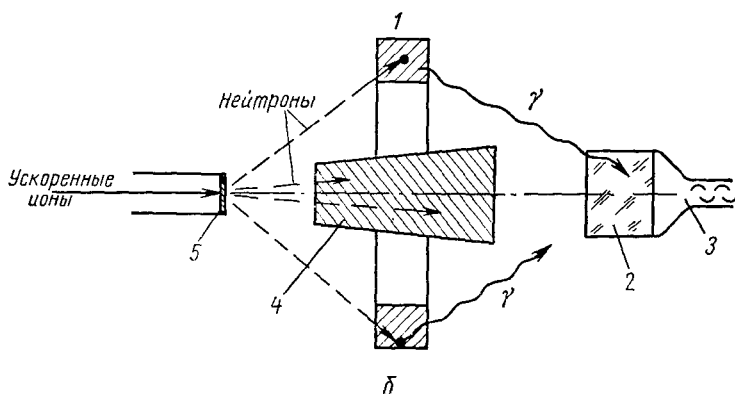
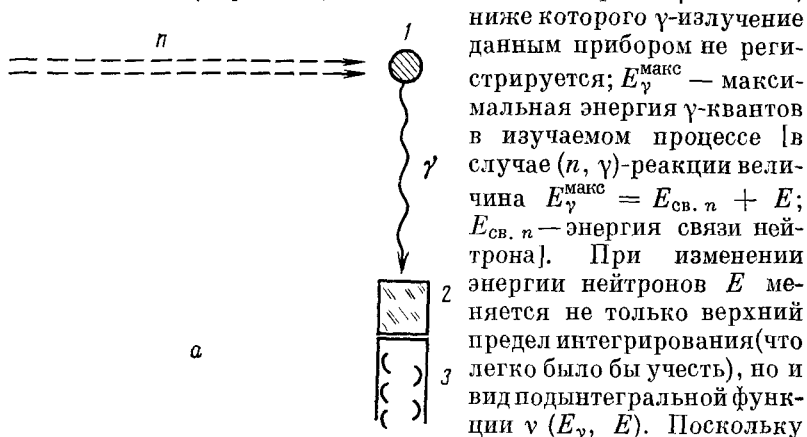


Рис. 14.9. Схемы измерений сечений с регистрацией γ -излучения в пределах малых телесных углов:

а — «точечная» геометрия; б — «кольцевая» геометрия (применение образца в виде кольца, охватывающего ось всего устройства, позволяет значительно повысить эффективность метода):

1 — образец; 2 — кристалл; 3 — ФЭУ; 4 — защитный конус; 5 — мишень ускорителя.

детальная информация о характере зависимости $\nu = \nu(E)$ обычно отсутствует, вычисления ε_d по формуле (14.52) оказываются практически невозможными.

Вытекающее из приведенного рассмотрения заключение о неизвестной зависимости ε_d от E является чрезвычайно неприятным фактом, так как эта зависимость будет препятствовать не только абсолютным, но и относительным измерениям сечений. Однако можно указать несколько случаев, когда зависимость

ε_d от E_γ относительно проста и к тому же хорошо известна, в результате ее нетрудно учесть при обработке экспериментальных данных. В частности, это относится к так называемому детектору Моксона — Рея. Схема такого детектора показана на рис. 14.10. Он состоит из слоя вещества с малым Z (например, графита), в котором под действием γ -квантов возникают быстрые электроны, вызывающие вспышки света в расположенной между этим слоем и фотоумножителем тонкой пластине органического сцинтиллятора (толщина последней составляет доли миллиметра).

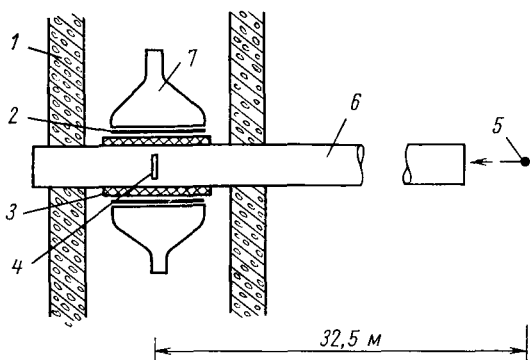


Рис. 14.10. Схема установки Моксона — Рея:
1 — защита; 2 — сцинтиллятор, $\delta \approx 0,5$ мм; 3 — графит $\delta \approx 31$ мм; 4 — образец; 5 — импульсный источник нейтронов; 6 — труба пролетной базы; 7 — ФЭУ.

Оказывается, что для такого детектора эффективность регистрации γ -квантов ε_d приблизительно пропорциональна их энергии:

$$\varepsilon(E_\gamma) = kE_\gamma. \quad (14.53)$$

Поэтому эффективность детектора по отношению к регистрации γ -квантов со спектром $\nu(E_\gamma, E)$

$$\varepsilon_d = k \int_0^{E_\gamma^{\text{макс}}} \nu(E_\gamma, E) E_\gamma dE_\gamma = k(E_{\text{св. н}} + E) \quad (14.54)$$

(для простоты здесь считается, что $E_{\gamma \text{ пор}} = 0$, что вполне допустимо, так как обычно $E_{\gamma \text{ пор}} \ll E_\gamma^{\text{макс}}$). Таким образом, величина ε_d оказывается зависящей лишь от полной энергии возбуждения составного ядра, но не от формы спектра, поэтому при измерениях в резонансной области, ширина которой много меньше $E_{\text{св. н}}$, величину ε_d вообще можно считать постоянной. К тому же зависимость ε_d от E здесь оказывается очень простой, и если требуется, ее всегда можно учесть.

Помимо отмеченных обстоятельств детектор Моксона — Рея характеризуется низкой чувствительностью к нейтронам ($\sim 10^{-4}$ от чувствительности к γ -квантам) и прекрасными временными

параметрами, лежащими в наносекундном диапазоне, что делает возможным его широкое использование в экспериментах с применением техники времени пролета. Последняя используется для разделения по энергиям рождающихся в толстых мишенях ускорителей нейтронов с широким энергетическим спектром. Число импульсов, зафиксированное каждым каналом анализатора, за вычетом фона, позволяет найти величину сечения для соответствующей данному каналу энергии нейтронов. В одном из экспериментов с использованием ускорителя Ван де Граафа с длительностью импульса примерно 2 нсек при длине пролетной базы всего 7 см в области энергий около 25 кэв было получено энергетическое

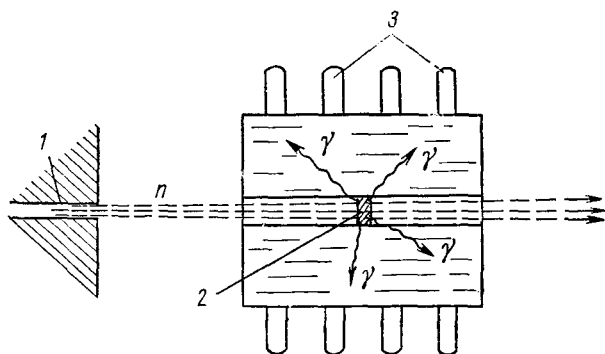


Рис. 14.11. Схема бака с жидким сцинтиллятором для регистрации γ -излучения, возникающего при облучении образца нейтронами:

1 — коллиматор; 2 — образец; 3 — ФЭУ.

разрешение примерно 10%. Благодаря тому, что определение абсолютного значения коэффициента k в соотношении (14.54) связано с определенными трудностями, метод регистрации γ -квантов детекторами с малым телесным углом используется лишь для относительных измерений.

К другой группе относятся детекторы, регистрирующие γ -кванты в пределах телесного угла, близкого к 4π . Обычно такие детекторы делаются в виде больших баков с жидким сцинтиллятором. Образец помещается в центре бака в сквозном канале, по которому проходит хорошо сфокусированный пучок нейтронов (рис. 14.11). Эффективность регистрации γ -квантов в подобном устройстве может быть очень близкой к 100%, а так как каскад γ -квантов от одного акта реакции регистрируется как одно событие, то возможные изменения спектра γ -квантов при изменениях энергии нейтронов практически не сказываются на результатах эксперимента. Высокое временное разрешение (10^{-8} сек) делает возможным использование сцинтилляционных баков (аналогично детекторам Моксона — Рея) в измерениях по методу времени пролета.

Главные помехи при проведении измерений с помощью больших сцинтилляционных баков связаны с фоном от γ -квантов и нейтронов. Можно назвать несколько источников фона: 1) фон от космических лучей, радиоактивных загрязнений и т. п.; 2) фон от γ -квантов из мишени ускорителя; 3) фон от протонов отдачи, возникающих при попадании в сцинтиллятор быстрых нейтронов, рассеянных образцом; 4) фон от γ -квантов, возникающих при захвате замедлившихся в баке рассеянных нейтронов ядрами водорода и других веществ.

Фон от космических лучей и других, не зависящих от источника нейтронов, причин легко можно измерить при неработающем ускорителе. Если величина этого фона гораздо меньше регистрируемого эффекта, то его можно просто вычесть из полученных во время эксперимента данных. Однако очень часто фон намного превышает величину эффекта, что приводит к низкой точности получаемых результатов. Для улучшения отношения эффекта к фону иногда делают сцинтилляционные баки уменьшенных размеров (объемом около 100 л). У такого бака уже могут проявиться отклонения от 100%-ной вероятности регистрации γ -кванта и связанные с этим изменения эффективности с изменением энергии нейтронов. Однако в некоторых случаях удастся найти приемлемый компромисс.

Фон от γ -излучения ускорителя приводит к появлению коротких вспышек, которые при использовании техники времени пролета легко отделяются от импульсов от нейтронов: скорости нейтронов обычно много меньше скорости света, благодаря чему γ -кванты и нейтроны попадают в детектор в разные моменты времени. Импульсы от протонов отдачи имеют очень маленькую величину по сравнению с импульсами от γ -квантов и легко отделяются амплитудной дискриминацией. Для подавления фона от радиационного захвата нейтронов в баке используются в основном два способа:

1. В сцинтиллятор добавляется какое-нибудь соединение бора. Благодаря большому сечению реакции $B^{10} (n, \alpha) Li^7$ основная доля нейтронов будет захватываться ядрами B^{10} , что приведет к появлению лишь относительно маленьких импульсов от ядер Li^7 и He^4 . Правда, как уже отмечалось выше, при реакции $B^{10} (n, \alpha) Li^7$ ядра Li^7 образуются очень часто в возбужденном состоянии, переход из которого сопровождается испусканием γ -кванта. Однако энергия таких квантов ($0,47 \text{ Мэв}$) очень мала по сравнению с энергией γ -излучения, возникающего при захвате нейтронов ядрами водорода ($2,23 \text{ Мэв}$) и других веществ ($6-8 \text{ Мэв}$), поэтому от них легко избавиться амплитудной дискриминацией. Этот способ широко применяется при измерениях сечений методом времени пролета с нейтронами с широким энергетическим спектром.

2. При работе с монохроматическими нейтронами из тонких мишеней применение техники времени пролета, собственно говоря, не нужно. Однако ее использование в этом случае позволяет

надежно исключить фон экстраполяцией скорости счета из каналов, куда не попадают первичные нейтроны (и где, стало быть, считаются только импульсы фона), на область спектрального пика. Кроме того, фон регистрируется всеми каналами анализатора, а полезные импульсы — только группой каналов, соответствующих длительности вспышки Δt_n , в результате отношение эффекта к фону в этих каналах оказывается в $T/\Delta t_n$ раз лучше, чем без использования техники времени пролета (здесь T — интервал времени между вспышками).

Характерными параметрами установок с большими баками являются следующие: объем — несколько сот или даже тысяч литров, временное разрешение 10—20 *нсек*, пролетная база около 1,5 *м*, частота повторения вспышек 1 *Мгц*. Большую пролетную базу, как правило, трудно бывает использовать из-за недостаточно высокой интенсивности источников. В результате при энергиях примерно 150 *кэв* разрешение оказывается около 10%, что затрудняет использование сцинтилляционных баков при больших энергиях нейтронов с широкими спектрами. При работе с монохроматическими нейтронами, когда техника времени пролета используется лишь для исключения фона, удавалось подняться до несколько больших энергий — порядка 1 *Мэв*.

Как и при использовании детекторов с малыми телесными углами, измерения с баком носят, как правило, относительный характер (поскольку неизвестны абсолютные значения потоков нейтронов, соответствующих каждому каналу временного анализатора). В этом случае проводятся последовательные измерения или с двумя образцами (исследуемым и эталонным), или с образцом и детектором нейтронов с известной зависимостью $\epsilon_d(E)$. Такие измерения позволяют получить кривую зависимости сечения реакции от энергии нейтронов в относительных единицах, после чего ее необходимо нормировать по результатам независимых измерений (аналогично измерениям методом активации).

§ 14.5. МЕТОД ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ В СВИНЦЕ

Физические основы метода. В процессе упругого замедления нейтронов в тяжелом веществе ($A \gg 1$) уменьшение их энергии во времени описывается соотношением

$$d(\ln E) = -\xi \frac{v}{\lambda_s} dt, \quad (14.55)$$

где $\xi \approx 2/A$ — средняя логарифмическая потеря энергии при одном упругом столкновении с ядром; v — скорость нейтрона; λ_s — средний путь между двумя актами рассеяния. Поскольку сечение рассеяния слабо зависит от энергии нейтронов, соотношение (14.55) можно проинтегрировать, считая $\lambda \approx \text{const}$, что

приводит к соотношению

$$t = A\lambda_s \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right), \quad (14.56)$$

где v_0 — начальная скорость нейтрона. Из этого выражения следует, что к любому моменту времени t после появления в тяжелой среде все нейтроны, имевшие в начале скорость v_0 , будут обладать одинаковой скоростью v , где бы они ни находились в блоке вещества. При этом, если v_0 велика, то

$$t \approx \frac{A\lambda_s}{v}, \quad (14.57)$$

т. е. время замедления нейтронов до скорости v равно времени пролета нейтронов с данной скоростью некоторого эффективного пролетного расстояния $l_{эфф} = A\lambda_s$. Благодаря данному обстоятельству метод приобретает много общего с рассмотренным выше методом времени пролета. В качестве замедлителя лучше всего использовать свинец, ибо он обладает большим атомным весом, малым сечением поглощения нейтронов и высоким по сравнению с другими тяжелыми веществами порогом неупругого рассеяния. Для свинца $A = 207$, $\lambda_s = 2,9$ см и $l_{эфф} = 6$ м.

Из сказанного следует, что если в блоке свинца поместить импульсный источник нейтронов и недалеко от него детектор, то по времени t между вспышкой нейтронов и моментом появления импульса в детекторе можно судить о том, с какой энергией нейтрон был зарегистрирован:

$$E(t) = \frac{m_n A^2 \lambda_s^2}{2} \cdot \frac{1}{\left(t + \frac{A\lambda_s}{v_0} \right)^2} \approx \frac{m_n A^2 \lambda_s^2}{2t^2}, \quad (14.58)$$

где m_n — масса нейтрона. Если энергию измерять в электрон-вольтах, а время в микросекундах, то последнее соотношение можно представить в виде

$$E = \frac{1,8 \cdot 10^5}{t^2} \quad (14.59)$$

или

$$t = \frac{4,25 \cdot 10^2}{\sqrt{E}}. \quad (14.60)$$

Однозначная связь энергии и времени замедления открывает возможность измерения эффективных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами в широком диапазоне энергий, на что было впервые указано советскими физиками Л. Е. Лазаревой и Е. Л. Фейнбергом в 1950 г.

Энергетическое разрешение метода. Можно показать, что благодаря статистическому характеру процесса замедления нейтроны в любой момент времени обладают некоторым разбросом скоростей, причем

$$\frac{\overline{\Delta v^2}}{v^2} = \frac{2}{3A} \quad (14.61)$$

или

$$\frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\frac{2}{3A}}. \quad (14.62)$$

Относительный разброс энергий оказывается в два раза больше:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\frac{8}{3A}}, \quad (14.63)$$

откуда для свинца $\Delta E/E \approx 0,11$. Итак, энергетическое разрешение метода не может быть лучше 11 %. В действительности оно оказывается даже хуже, так как в области быстрых нейтронов проявляется дополнительный разброс энергий, связанный с неупругим рассеянием нейтронов на ядрах свинца, а при малых энергиях начи-

нает сказываться тепловое движение атомов свинца, которое также приводит к размытию спектральной линии. Практически достижимое разрешение метода при различных энергиях иллюстрируется цифрами, приведенными в табл. 14.1.

Очевидно, что по разрешению данный метод во много раз уступает методу времени пролета, однако по интенсивности он имеет значительные преимущества, что предопределяет возможность его использования для целого ряда измерений. При этом из табл. 14.1 следует, что наиболее успешно метод может применяться в интер-

вале энергий от 1 эв до 20—30 кэв. Для повышения верхней границы данного интервала можно применить источники, дающие нейтроны с энергией ниже первого уровня свинца, чтобы уменьшить влияние неупругого рассеяния. К сожалению, такие источники имеют гораздо меньшую интенсивность, чем источники более быстрых нейтронов, основанные на использовании (d, n) -реакции, поэтому их использование привело бы к потере основного преимущества метода.

Спектрометр по времени замедления в свинце Физического института им. П. Н. Лебедева в Москве. Первая установка, в которой был осуществлен изложенный метод спектрометрии нейтронов, была создана группой физиков под руководством

Таблица 14.1

Энергетическое разрешение при измерении сечений в свинцовом кубе

Энергия нейтронов, кэв	Разрешение, %
30	61
10	36
1	16
10 ⁻³	26

Ф. Л. Шапиро. Эта установка представляет собой свинцовый параллелепипед со сторонами $2 \times 2 \times 2,3$ м (общий вес свинца около 110 т) с двумя каналами. В одном из этих каналов находится мишень нейтронного генератора (рис. 14.12), работающего на реакции $\text{H}^3(d, n)\text{He}^4$, другой канал предназначен для размещения счетчика, регистрирующего γ -излучение, возникающее при захвате нейтронов в образце, который изготовлен в виде цилиндрического чехла, надеваемого на счетчик. Нейтронный генератор ускоряет дейтоны до 300 кэв при силе тока в импульсе около 3 ма. Эти параметры обеспечивают интенсивность рождения нейтронов примерно $3 \cdot 10^{11}$ нейтрон/сек, что при длительности импульса около 2 мксек обеспечивает появление $\sim 6 \cdot 10^5$ нейтронов за одну вспышку. Частота следования вспышек может меняться в широких пределах, но не должна превышать 1650 гц, так как при этой частоте интер-

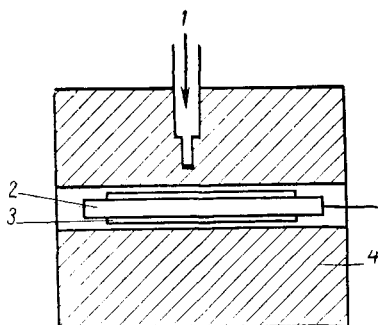


Рис. 14.12. Схема спектрометра по времени замедления нейтронов в свинце:

1 — ускоритель; 2 — счетчик; 3 — образец; 4 — свинец.

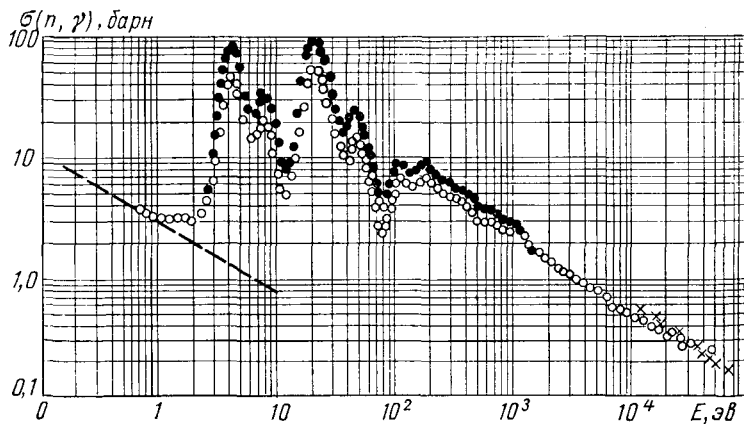


Рис. 14.13. Зависимость сечения захвата нейтронов ядрами вольфрама от энергии, измеренная с помощью спектрометра по времени замедления в свинце.

Черными и светлыми кружками показаны результаты двух серий измерений с образцами различной толщины. Для сравнения крестиками показаны результаты других работ и пунктиром — изменение сечения по закону $1/v$.

валы между вспышками равны времени замедления нейтронов до энергии 0,5 эв, и поэтому при больших частотах появляются рециклические надкадмиевые нейтроны.

На рис. 14.13 показаны результаты измерений с помощью данной установки сечения захвата нейтронов ядрами вольфрама. Хотя спектрометры, работающие по методу времени пролета, обладают более высоким энергетическим разрешением, простота и высокая эффективность свинцового куба делают его весьма удобным прибором, что подтверждается выполненными с его помощью многочисленными успешными измерениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю з Д. Нейтронные исследования на ядерных котлах. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. В л а с о в Н. А. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
3. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Т. 2. Эксперименты и теория. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1966.
4. Б е к у р ц К., В и р т ц К. Нейтронная физика. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1968.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРИМЕР РАСЧЕТА ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Введение. Любой физический эксперимент после того, как определена его цель и сформулирован вопрос, на который этот эксперимент должен дать ответ, начинается с расчета основных параметров будущей установки *. Успех будущего эксперимента определяется тем, насколько удачно выбраны эти параметры (тип источника и детектора, их взаимное расположение, способы съема данных и т. д.). Нельзя указать общий метод, обеспечивающий выбор оптимальных параметров, и успех дела во многом зависит от интуиции, знаний и опыта экспериментатора, его умения найти компромисс между противоречивыми требованиями, например между желанием иметь хорошее разрешение по углам и энергиям и высокую статистическую точность результатов, между необходимостью иметь детектор с большой эффективностью и одновременно с малыми угловыми размерами и т. д.

Здесь приводится достаточно подробно расчет одного эксперимента в нейтронной физике. Опущены лишь некоторые промежуточные выкладки при вычислениях. Естественно, что выбранная схема не единственная и, возможно, далека от оптимальной. Так, можно рассмотреть вместо сцинтилляционного детектора γ -квантов полупроводниковый, вместо частичной защиты только детекторов — сплошную и т. д. Однако схема расчета и ход рассуждений достаточно типичны.

2. Постановка задачи. Необходимо определить, как изменяется спектр γ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами со средним и большим атомным номером, в зависимости от энергии возбуждения. Смысл такого эксперимента заключается в проверке предсказаний статистической теории ядерных реакций, которая позволяет вычислить эти спектры при введении некоторых модельных представлений. Если эксперимент будет выполнен с достаточной точностью, в большом диапазоне энергий возбуждения и масс ядер, то можно ожидать, что полученные данные будут способ-

* Нередко бывает, что эксперимент на этом этапе и заканчивается, так как выясняется, что установку с нужными параметрами невозможно технически выполнить.

ствовать выбору тех или иных моделей расчета. Подобный эксперимент можно осуществить многими способами, поскольку многими способами можно возбуждать атомные ядра. Нужно лишь фиксировать энергию возбужденного ядра. Например, в (n, γ) -реакции радиационного захвата нейтронов образуются ядра с энергией возбуждения, равной энергии связи нейтрона и его кинетической энергии. Изменяя энергию захватываемого нейтрона, можно менять энергию возбуждения составного ядра. Однако использование реакции радиационного захвата не позволяет исследовать достаточно широкий диапазон энергий возбуждения, в основном из-за уменьшения сечения захвата с энергией нейтрона. Другой возможный путь решения этой задачи состоит в измерении спектра γ -квантов, сопровождающих $(n, n'\gamma)$ -реакцию неупругого рассеяния нейтронов, в совпадении с рассеянным нейтроном при одновременном измерении его энергии. Энергия возбуждения остаточного ядра равна разности между энергиями нерассеянного нейтрона и нейтрона после рассеяния*. Измерения при разных энергиях возбуждения состоят просто в измерении спектра γ -квантов при разных энергиях рассеянного нейтрона при фиксированной начальной энергии.

Для расчета эксперимента существенно то, что теория предсказывает форму спектров γ -квантов, усредненную по многим возбужденным состояниям составного ядра. Следовательно, и в эксперименте имеет смысл получить усредненные спектры γ -квантов, а это означает, что энергетическое разрешение нейтронного детектора может быть невысоким. Необходимый интервал усреднения зависит от энергии возбуждения и атомного номера ядра-мишени для ядер со средним атомным весом составляет около 1 Мэв.

3. Схема эксперимента. Блок-схема эксперимента показана на рис. П.1. Детекторы нейтронов и γ -квантов защищены от прямого попадания в них нейтронов из источника и регистрируют только рассеянные нейтроны и γ -кванты из образца. Дискриминатор D отбирает для анализа только те события, которые сопровождаются регистрацией нейтрона с энергией E_n' выше заданной или регистрацией нейтрона с энергией внутри некоторого наперед заданного интервала.

Быстрая схема совпадений работает в условиях большой поканальной загрузки и обеспечивает отбор одновременных событий; медленная схема совпадений вместе с линейными воротами разре-

* Конечно, это утверждение справедливо лишь в том случае, когда из возбужденного ядра сначала испускается один нейтрон, а затем γ -кванты, т. е. в предположении, что сечения реакции $\sigma(n, n'\gamma) \gg \sigma(n\gamma, n'\gamma)$ и $\sigma(n, n'\gamma) \gg \sigma(n, 2n\gamma)$. Как показывают оценки, первое соотношение выполняется достаточно хорошо, а второе может быть удовлетворено точно, если выбрать энергию нерассеянного нейтрона меньше энергии связи нейтрона или любой другой частицы в ядре-мишени.

шает анализировать γ -кванты лишь в том случае, когда энергия рассеянного нейтрона находится в нужном интервале.

Цель последующего расчета заключается в выборе типа и мощности нейтронного источника, выборе детекторов и определении их характеристик, так же как и характеристик электронной аппаратуры, размера образца и т. д. Следует еще раз напомнить, что

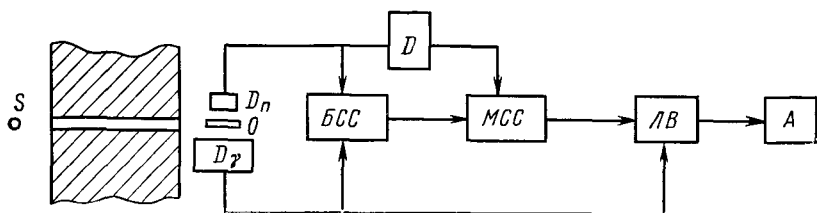


Рис. П.1. Блок-схема эксперимента при измерении спектра γ -квантов в совпадениях с нейтронами в (n, n', γ) -реакции.

S — источник нейтронов; O — образец, D_n и D_γ — спектрометрические детекторы нейтронов и γ -квантов; БСС и МСС — быстрая и медленная схемы совпадений; ЛВ — линейные ворота; А — амплитудный анализатор.

в выборе начальных данных для расчета всегда есть некоторый произвол. В реальных условиях физической лаборатории часто выбирается, например, не детектор, наилучшим образом подходящий для данной задачи, а детектор, уже имеющийся и освоенный в лаборатории, хотя его параметры могут быть и несколько хуже. Особенно это касается источников излучения, наличие которых очень часто определяет круг экспериментов, выполняемых в данной лаборатории.

4. Источник нейтронов. В качестве источника удобно выбрать электростатический ускоритель с конечной энергией частицы в несколько мегаэлектронвольт и $T(d, n)He^4$ -реакцию. С помощью этой реакции можно получить достаточно большой поток нейтронов в месте расположения образца. Средняя энергия этих нейтронов примерно равна 15 Мэв , а энергетический разброс, зависящий от толщины мишени, легко можно сделать порядка $0,2\text{—}0,3 \text{ Мэв}$. Выбор сравнительно высокой энергии первичных нейтронов позволяет исследовать γ -кванты, испускаемые ядрами, энергия возбуждения которых лежит в интервале от $5\text{—}7$ до $12\text{—}15 \text{ Мэв}$. Ценным свойством такого источника для данного эксперимента, как это будет ясно из дальнейшего, является малый угловой размер области, из которой испускаются нейтроны, поскольку эффективная толщина мишени существенно меньше 1 мм . При расчете будем полагать, что энергия нейтронов равна 14 Мэв .

5. Детекторы. Примем, что в проектируемом эксперименте нейтроны будут регистрироваться сцинтилляционным счетчиком с органическим кристаллом (стильбен) диаметром 40 и высотой 20 мм с разделением импульсов от протонов и электронов по

времени высвечивания, а γ -кванты — сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaI(Tl) диаметром 70 и высотой 70 мм. Оба эти детектора позволяют, после обработки аппаратурных спектров, получить энергетическое распределение нейтронов и γ -квантов.

6. Расчет числа совпадений в единицу времени. Максимальная скорость счета импульсов γ -квантов в совпадении с нейтронами всех энергий выше наперед заданного порогового значения зависит как от эффективности детекторов и их расположения, так и от их временных свойств. В том случае, когда мощность источника нейтронов можно выбрать любой (при фиксированном положении детекторов), максимальная скорость счета совпадений зависит, во-первых, от максимально допустимой скорости счета (загрузки) каждого детектора и, во-вторых, от допустимой скорости счета случайных совпадений.

Для оценки числа истинных совпадений N_c предположим, что в $(n, n'\gamma)$ -реакции одному рассеянному нейтрону соответствует только один γ -квант. Это ограничение непринципиально, вводится только для упрощения расчетов и может быть легко снято. Кроме того, будем считать, что угловое распределение рассеянных нейтронов и γ -квантов из образца изотропно*.

Пусть образец содержит N_0 ядер, характеризующихся сечением неупругого рассеяния σ . Пусть поток нейтронов в месте расположения образца Φ и пусть образец достаточно малый, чтобы можно было пренебречь вторым взаимодействием падающих нейтронов в образце, тогда число совпадений в единицу времени

$$n_c = \Phi N_0 \sigma \langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma \langle \epsilon_n \rangle \Omega_n, \quad (\text{П.1})$$

где $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ и $\langle \epsilon_n \rangle$ — средние эффективности регистрации γ -квантов и нейтронов; Ω_γ и Ω_n — эффективные телесные углы, измеряемые в долях полного телесного угла, под которым детекторы «видят» образец.

При этом число импульсов, регистрируемых каждым детектором в единицу времени, равно соответственно

$$n_\gamma = N_0 \Phi \sigma \langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma \quad (\text{П.2})$$

и

$$n_n = \Phi N_0 \sigma \langle \epsilon_n \rangle \Omega_n. \quad (\text{П.3})$$

Следовательно, если обозначить $n_\gamma^{\text{макс}}$ и $n_n^{\text{макс}}$ максимально допустимые загрузки детекторов, то

$$n_c^{\text{макс}} = n_\gamma^{\text{макс}} \langle \epsilon_n \rangle \Omega_n \quad (\text{П.4})$$

или

$$n_c^{\text{макс}} = n_n^{\text{макс}} \langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma. \quad (\text{П.5})$$

* Это предположение близко соответствует реальной физической ситуации.

Для выбранных размеров и расположения детекторов произведение $\langle \epsilon_n \rangle \Omega_n$ меньше произведения $\langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma$ для всех интересующих нас E_γ и E'_n . Расчет этих величин будет проведен ниже. Это означает, что $n_\gamma > n_n$ и соответственно максимальное число совпадений при отсутствии ограничений на мощность источника будет определяться величиной $n_\gamma^{\text{макс}}$, если временные характеристики детекторов одинаковы. Хотя длительность импульса от органического сцинтиллятора гораздо меньше, чем от неорганического, необходимость проведения анализа формы импульса для разделения протонных и электронных импульсов приводит к тому, что допустимая загрузка по нейтронному и γ -каналам приблизительно одинакова.

Оценим величину $n_\gamma^{\text{макс}}$. Если сигналы от детектора распределены случайно во времени, имеют длительность ΔT и среднюю интенсивность n , то, как легко получить из распределения Пуассона, отношение вероятности наблюдения двух событий в интервале ΔT к вероятности наблюдения одного, т. е. относительная вероятность двукратных наложений, равно $\frac{1}{2} \Delta T n_\gamma$. Положим, что при измерении спектра γ -квантов двукратные наложения импульсов, которые ведут к искажению формы спектра, не должны составлять больше $5 \cdot 10^{-3}$, для определения $n_\gamma^{\text{макс}}$ получаем соотношение

$$n_\gamma^{\text{макс}} = \frac{10^{-2}}{\Delta T}. \quad (\text{П.6})$$

Величина ΔT определяется постоянной времени высвечивания сцинтиллятора. Приблизительно считая, что импульсы имеют форму прямоугольника длительностью 4τ , находим $n_\gamma^{\text{макс}} = 10^4$ *имп/сек* [для NaI(Tl) τ равна $2,5 \cdot 10^{-7}$ *сек*].

Рассмотрим ограничение загрузки, обусловленное фоном случайных совпадений, и покажем, что в рассматриваемом случае оно не существенно. Действительно, как известно, отношение числа истинных совпадений к случайным n_{cc}

$$\frac{n_c}{n_{cc}} = \frac{1}{2q\tau_c}, \quad (\text{П.7})$$

где q — мощность источника; τ_c — разрешающее время быстрой схемы совпадений. В наших обозначениях $q = N_0 \Phi \sigma$. Учитывая соотношение (П.2), получаем из (П.7) при условии максимальной загрузки гамма-детектора:

$$\frac{n_c}{n_{cc}} = \frac{1}{2N_0 \Phi \sigma \tau_c} = \frac{\langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma}{2 \cdot 10^4 \tau_c}. \quad (\text{П.8})$$

Если потребовать, чтобы отношение n_c/n_{cc} было больше 10, то на величину τ_c будет наложено следующее условие:

$$\tau_c < \Omega_\gamma \langle \epsilon_\gamma \rangle \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (\text{П.9})$$

Так как величину τ_c при регистрации совпадений импульсов от кристаллов NaI(Tl) и стибьена можно сравнительно легко получить от $5 \cdot 10^{-8}$ до $8 \cdot 10^{-8}$ при практически 100%-ной регистрации актов совпадений, то из условия (П.9) следует, что если $\Omega_\gamma \langle \epsilon_\gamma \rangle >$

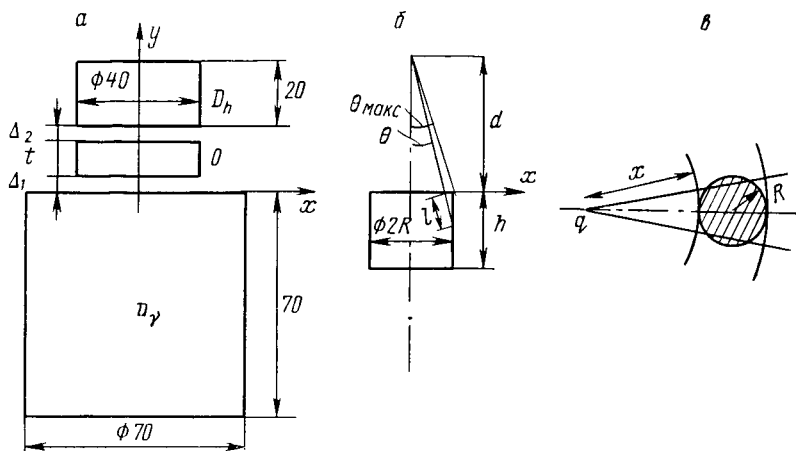


Рис. П.2. К расчету эффективностей детекторов:

D_n — детектор нейтронов; D_γ — детектор γ -квантов; q — источник излучения.

$> 10^{-2}$, то случайные совпадения не ограничивают величину $n_{\text{макс}}$. Как будет видно из дальнейшего, $\Omega_\gamma \langle \epsilon_\gamma \rangle$ заметно больше 10^{-2} .

Из соотношений (П.1) — (П.5) следует, что наибольшая скорость счета совпадений будет при наибольшем значении произведения $\langle \epsilon_n \rangle \Omega_n \langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma$. Оценим каждый из сомножителей. На рис. П.2, а показано взаимное расположение детекторов и образца. Заранее очевидно, что величина $\langle \epsilon_n \rangle \langle \epsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma \Omega_n$ будет иметь максимальное значение, если детекторы будут прижаты к образцу, т. е. $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$. С другой стороны, это условие, очевидно, тоже невыполнимо по крайней мере из-за того, что нейтронный пучок, падающий на образец, имеет угловую расходимость. Следовательно, если допустить облучение всего образца, то часть нерассеянных нейтронов будет попадать прямо в детекторы и основное число совпадений будет обусловлено регистрацией актов рассеяния нейтронов из кристалла в кристалл в результате неупругого рассеяния нейтронов в одном кристалле и γ -квантов в другом.

Для выбора оптимальных значений t и Δ получим зависимости $\langle \epsilon_\gamma \rangle$; $\langle \epsilon_n \rangle$; Ω_γ ; Ω_n от Δ_1 , Δ_2 и t . Будем считать, что диаметр

образца равен диаметру кристалла стилибена. Сначала определим произведения $\langle \varepsilon_\gamma \rangle \Omega_\gamma$ и $\langle \varepsilon_n \rangle \Omega_n$ для случая, когда источник излучения точечный и расположен на оси симметрии цилиндрического детектора (см. рис. П.2, б). Для упрощения записи введем обозначение $\langle \varepsilon \rangle \Omega = L^*$. Из рис. П. 2, б видно, что

$$L = \frac{1}{2} \int_0^{\Theta_{\text{макс}}} (1 - e^{-\Sigma l(\Theta)}) \sin \Theta d\Theta. \quad (\text{П.10})$$

Получить L в общем случае в функции d , h и R сложно. Однако задача значительно упрощается, если показатель экспоненты в (П.10) мал по сравнению с единицей и можно воспользоваться при разложении линейным членом в разложении экспоненты. Условие $\Sigma l < 1$, где Σ — макроскопическое сечение взаимодействия излучения с атомами (или ядрами) кристалла, сравнительно неплохо выполняется для нейтронного детектора. Действительно, при энергии нейтрона $1,5 \text{ Мэв}$ $\Sigma h = 0,32$, если под Σ понимать сечение упругого рассеяния нейтронов на водороде **. В таком приближении L_0 , где индекс «0» обозначает расположение источника на оси симметрии кристалла,

$$L_0 = \frac{\Sigma}{2} \left\{ d \ln \frac{d[R^2 + (d+h)^2]^{1/2}}{(d+h)(d^2 + R^2)^{1/2}} - h \ln \frac{d+h}{[R^2 + (d+h)^2]^{1/2}} + \right. \\ \left. + R \left(\arctg \frac{R}{d} - \arctg \frac{R}{d+h} \right) \right\}. \quad (\text{П.11})$$

При оценке эффективности в реальном случае, когда источники излучения находятся не только на оси симметрии кристалла (образец имеет размеры, сравнимые с размером самого кристалла, и расположен вблизи него), необходимо вычислить или оценить $L_x(R, h, d)$, т. е. светосилу для источника, смещенного на расстояние x от оси симметрии. Точное вычисление величины L_x даже в приближении $\Sigma l \ll 1$ затруднительно, оценку же ее можно сделать отдельно для двух случаев $x > R$ и $x < R$. В первом случае, заменив для упрощения вычислений цилиндрический детектор на секторный (такая замена иллюстрируется рис. П.2, в), получим

$$L_x(R, d, h) = \{L_0(R+x, d, h) - L_0(x-R, d, h)\} \frac{R}{4x}. \quad (\text{П.12})$$

Похожее выражение можно получить и для области $x < R$.

* Величина L совпадает с введенным ранее (см. гл. 4) понятием светосилы.

** Конечно, при $\Sigma l \approx 0,3$ использовать только линейный член разложения не очень корректно, однако, поскольку весь расчет носит характер оценки, возникающая при этом ошибка допустима.

Имея аналитические выражения для $L_x(R, d, h)$, можно вычислить среднее значение светосилы $\langle L \rangle$ по x , в дальнейшем обозначаемое L , для источника в виде диска (толщина которого пренебрежимо мала) с осью симметрии, совпадающей с осью симметрии сцинтиллятора. Результаты вычислений для кристалла с размерами $2R = 40$ мм и $h = 20$ мм и радиуса диска также 20 мм приведены на рис. П.3. По оси абсцисс отложена величина L , деленная на макроскопическое сечение рассеяния нейтронов

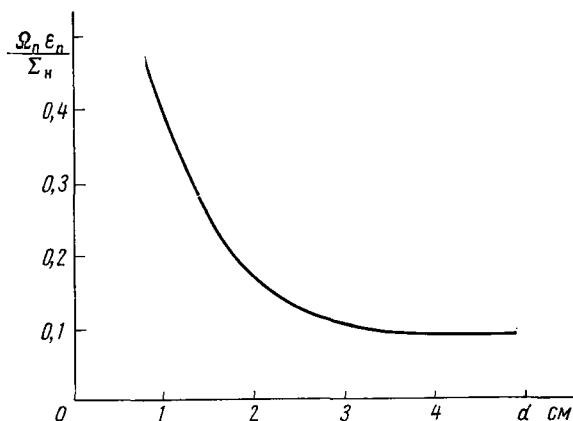


Рис. П.3. Зависимость светосилы $L = \Omega_n \langle \epsilon_n \rangle$ для кристалла стильбена с диаметром 40 и высотой 20 мм от расстояния d между источником и кристаллом.

Источник — плоский диск диаметром 40 мм, расположенный соосно с кристаллом.

на водороде в сцинтилляторе Σ_H . Такое представление L удобно тем, что позволяет легко получить зависимость L от энергии нейтронов.

Вычислить светосилу для гамма-детектора аналитически не представляется возможным, так как соотношение $\Sigma l < 1$ в этом случае заведомо не выполняется и L можно получить из (П.10) численным интегрированием. Величина L зависит от энергии γ -квантов, и интегрирование должно выполняться не только при разных d , но и разных E_γ . Однако основная цель проводимых подсчетов — это получение зависимости произведения $L_n \cdot L_\gamma$ от Δ_1 , Δ_2 и t , т. е. от d , и можно, по-видимому, без большой ошибки вычислить L_γ для какого-то одного значения E_γ , предполагая, что при изменении E_γ в основном изменится абсолютная величина L_γ , но не ее функциональная зависимость от d . Результат расчета L_γ для γ -квантов с энергией 1 Мэв представлен на рис. П.4*.

* Гамма-кванты с энергией 1 Мэв выбраны для расчета потому, что эта энергия близка к средней энергии квантов, испускаемых при неупругом рассеянии быстрых нейтронов.

Сравнивая L_γ и L_n , находим, что при $E_\gamma = 1 \text{ Мэв}$ и $E_n = 1 \text{ Мэв}$ (это значение также близко к наиболее вероятной энергии неупругого рассеяния нейтронов) $L_\gamma > L_n$ при любом d , и, следовательно, предположение, сделанное ранее о том, что мощность источника будет определяться допустимой загрузкой гамма-детектора, справедливо.

Имея в распоряжении две функции $L_n(d)$ и $L_\gamma(d)$, можно перейти к вычислению числа совпадений в зависимости от толщины образца t (см. рис. П.2, а), используя полученное ранее значение максимальной загрузки гамма-детектора $n_\gamma^{\text{макс}} = 10^4 \text{ имп/сек.}$

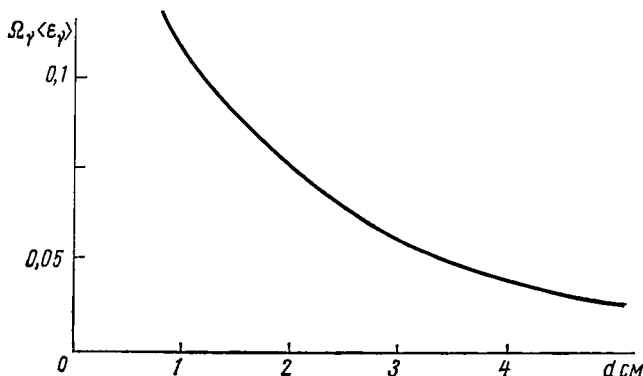


Рис. П.4. Зависимость светосилы $L = \Omega_\gamma \langle \epsilon_\gamma \rangle$ для кристалла NaI с диаметром и высотой 70 мм от расстояния d между источником и кристаллом.

Источник — плоский диск диаметром 40 мм, расположенный соосно с кристаллом. Энергия γ -квантов источника — 1 Мэв.

Будем считать также, что толщина образца t мала и можно пренебречь поглощением нейтронов и γ -квантов в образце. По-прежнему принимая, что при неупругом рассеянии возникает только один γ -квант, получаем

$$n_\gamma^{\text{макс}} = q \int_{\Delta_1}^{t+\Delta_1} L_\gamma(y) dy = 10^4 \text{ имп/сек}, \quad (\text{П.13})$$

где q — число нейтронов, рассеянных в образце (мощность источника). Соответственно число совпадений в 1 сек

$$n_c = q \int_{\Delta_1}^{t+\Delta_1} L_\gamma(y) L_n(\Delta_1 + t + \Delta_2 - y) dy. \quad (\text{П.14})$$

Комбинируя (П.13) и (П.14), получаем

$$n_c = \frac{10^4}{\int_{\Delta_1}^{t+\Delta_1} L_\gamma(y) dy} \int_{\Delta_1}^{t+\Delta_1} L_\gamma(y) L_n(\Delta_1 + t + \Delta_2 - y) dy. \quad (\text{П.15})$$

Как упоминалось ранее и как очевидно из рис. П.3 и П.4, уменьшение просвета между сцинтилляторами и образцом ведет к увеличению n_c . Минимальные значения зазоров зависят не только от угла расходимости нейтронного пучка, но и от технических деталей, например толщины упаковки сцинтиллятора, и не могут быть сделаны существенно меньше 1 см. На рис. П.5 показаны величины n_c в функции толщины образца, вычисленные по

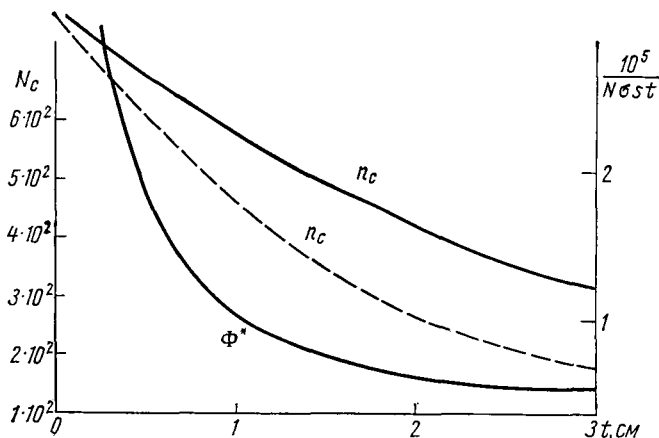


Рис. П.5. Число истинных совпадений N_c в функции толщины образца для системы, изображенной на рис. П.2, а, при $\Delta_1 = 10$ мм и $\Delta_2 = 5$ мм.

На правой оси отложен поток нейтронов Φ^* нейтрон/(см²·сек) в месте расположения образца, необходимый для того, чтобы число истинных совпадений соответствовало максимально возможному при данной толщине образца в функции толщины образца t .

(П.15) при значениях $\Delta_1 = 10$ мм и $\Delta_2 = 5$ мм. Пунктиром показано число совпадений с учетом поглощения нейтронов и γ -квантов в образце.

7. Расчет потока нейтронов на образец. Вычислим, какой необходим поток нейтронов Φ^* в месте расположения образца, чтобы получить максимально возможное число совпадений n_c при толщине образца t в функции этой толщины. Если считать, что в 1 см³ образца содержится N ядер с сечением неупругого рассеяния σ , то Φ^* можно найти из соотношения

$$\Phi^* N \sigma s t = q = \frac{n_{\gamma}^{\text{макс}}}{t + \Delta_1 \int_{\Delta_1} L_{\gamma}(y) dy}, \quad (\text{П.16})$$

где s — площадь образца. На рис. П.5 показаны значения Φ^* в единицах $10^5/sN\sigma t$ нейтрон/(см²·сек). Такая размерность потока позволяет использовать одну функцию для подбора образцов с разным $N\sigma t$.

До сих пор никаких ограничений на допустимую величину потока нейтронов Φ^* в месте расположения образца не было введено. Фактически такое ограничение всегда существует по крайней мере потому, что мощность источника нейтронов реально всегда ограничена. Кроме того, в большинстве случаев, и это обстоятельство будет проиллюстрировано последующим расчетом, увеличение потока нейтронов на образец ведет к росту фона. Поэтому, если задано значение n_c , которое необходимо получить в эксперименте, то размеры образца целесообразно выбрать такими, чтобы необходимый поток нейтронов Φ^* был минимальным. Для выбора оптимальной в таком смысле толщины образца t

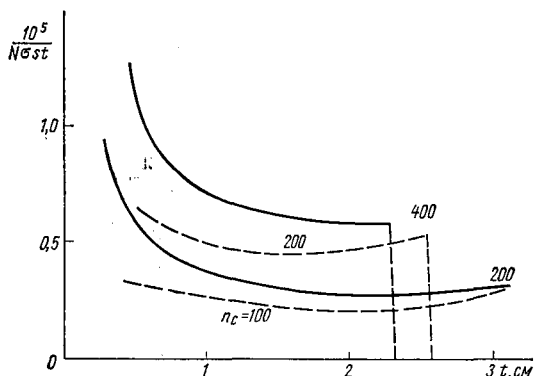


Рис. П.6. Зависимость величины потока нейтронов Φ нейтрон/(см²·сек), при котором число совпадений в 1 сек равно N_c (цифры у кривых), от толщины образца. Пунктир — с учетом поглощения γ -квантов и нейтронов в образце.

на рис. П.6 построены по данным рис. П.5 графики функции $\Phi(t)$ для заданного значения n_c . Характерно, что кривые имеют минимум при $t=1-1,5$ см; существование минимума позволяет практически однозначно выбрать t . Этот результат вряд ли можно предусмотреть заранее без расчета, а тем более указать оптимальную толщину образца. Минимум широкий, а это значит, что те допущения, которые были сделаны при расчете, сильно не меняют оптимальное значение t . Характерно, что при некоторых значениях толщин и потоков нельзя получить нужное значение n_c . Для дальнейших подсчетов положим, что толщина образца равна 1 см. При этом ожидаемое максимальное число совпадений примерно 400 в 1 сек.

8. Выбор защиты и коллимация пучка нейтронов. На рис. П.7 показан один из вариантов защиты с коллимационным отверстием. Такая геометрия защиты была бы идеальной при расположении источника и детектора в пустоте. В реальной обстановке применение такой геометрии возможно в том случае, когда помещение,

в котором расположен источник нейтронов, имеет большие размеры в сравнении с расстоянием от источника нейтронов до образца. Действительно, нейтроны могут попасть в детектор или проходя через защиту, а вероятность такого события тем меньше, чем больше толщина защиты x , или после рассеяния на предметах, окружающих детектор, в воздухе, и от стен помещения. Очевидно, что чем дальше находится рассеивающее вещество от детектора, тем меньше нейтронов попадает в детектор. Аналогичные рас-

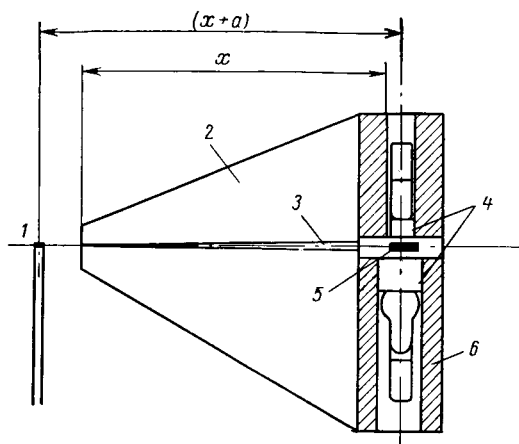


Рис. П.7. Геометрия защиты детекторов и коллимационного отверстия. Вид сверху:

1 — тритиевая мишень; 2 — медная защита; 3 — коллимационное отверстие; 4 — детекторы; 5 — образец; 6 — свинцовая защита.

суждения справедливы и для γ -излучения, образуемого нейтронами при радиационном захвате и неупругом рассеянии. Эффект рассеяния нейтронов ядрами воздуха в бесконечной воздушной среде по порядку величины составляет примерно r/λ , где r — расстояние от образца до источника; λ — средняя длина свободного пробега нейтронов в воздухе. Последняя величина порядка сотен метров, и поэтому в помещениях, размеры которых малы в сравнении с λ , эффектом рассеяния нейтронов в воздухе обычно можно пренебречь. В таком приближении вычисления необходимой толщины защиты и скорости счета фоновых нейтронов и γ -квантов сводятся к расчету потоков нейтронов, прошедших через защиту, и нейтронов, рассеянных стенами помещения.

Оценим загрузки детекторов $n^{\Phi 1}$ и $n^{\Phi 2}$, обусловленные соответственно прошедшими через защиту и рассеянными нейтронами. С достаточной для оценок точностью можно считать, что поток нейтронов в месте расположения образца после прохождения

через защиту составит

$$\Phi_1 = \frac{Q}{4\pi(x+a)^2} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (\text{П.17})$$

где λ — средний свободный пробег нейтронов в защите между неупругими соударениями; Q — мощность источника.

Прошедшие через защиту нейтроны будут регистрироваться в кристалле NaI (в результате неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов ядрами иода) и в стильбене. Точный расчет скорости счета фоновых импульсов сложен, поскольку необходимо знать спектр нейтронов после прохождения через защиту. Примем для упрощения, что средняя энергия нейтронов после прохождения через защиту равна 3 Мэв . Тогда нейтронный детектор будет регистрировать

$$n_n^{\Phi_1} = \Phi_1 N_H \mathcal{V} \sigma_H, \quad (\text{П.18})$$

где N_H — количество ядер водорода в 1 см^3 кристалла; $\mathcal{V}$ — объем кристалла стильбена; σ_H — сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией 3 Мэв на ядрах водорода. Величина $N_H \mathcal{V} \sigma_H \approx 2,7 \text{ см}^2$.

В кристалле NaI нейтроны будут создавать γ -кванты неупругого рассеяния. Вероятность регистрации γ -квантов неупругого рассеяния при попадании одного нейтрона с энергией 3 Мэв в кристалл составляет примерно 0,3. Рассчитать вероятность регистрации γ -квантов, сопровождающих радиационный захват, весьма сложно, но можно показать, что, во всяком случае для принятой средней энергии нейтрона, вероятность их регистрации будет меньше, чем вероятность регистрации γ -квантов при неупругом рассеянии. Пренебрегая радиационным захватом, $n_\gamma^{\Phi_1}$ можно оценить следующим образом:

$$n_\gamma^{\Phi_1} = \Phi_1 s \cdot 0,3, \quad (\text{П.19})$$

где s — площадь кристалла, равная примерно 30 см^2 . Из приведенных соотношений (П.18) и (П.19) видно, что фоновая загрузка по гамма-детектору будет больше, чем по детектору нейтронов. Поэтому в дальнейшем при расчете защиты будем иметь в виду лишь детектор γ -квантов.

Вторую составляющую фона Φ_2 оценим следующим образом. Будем считать, что помещение, где расположен источник, можно для расчета рассматривать как сферу с радиусом R_0 , заметно большим расстояния между образцом и источником. Нейтроны, вышедшие из источника, с вероятностью α отражаются от стен помещения. Тогда поток многократно отраженных нейтронов в центре помещения

$$\Phi_2 = \frac{Q}{4\pi R_0^2} \cdot \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (\text{П.20})$$

Среднюю энергию отраженных нейтронов примем примерно равной 10 *кэв*. Этот поток нейтронов будет сопровождаться приблизительно равным по величине потоком γ -квантов. Фон от γ -квантов можно заметно снизить, если детекторы окружить сравнительно тонким (3—5 *см*) слоем тяжелого металла. Поэтому-то детекторы нейтронов и γ -квантов экранированы свинцовой защитой, как это показано на рис. П.7. Свинец выбран из-за его большой плотности, большого атомного номера и, что не менее важно, малого сечения радиационного захвата. Поток нейтронов Φ_2 будет создавать фоновые импульсы в основном в кристалле NaI в результате поглощения нейтронов ядрами иода. Сечение радиационного захвата нейтронов с энергией 10 *кэв* около 1,0 *барн*. Поэтому скорость счета фоновых импульсов по порядку величины составит *

$$n_{\gamma}^{\Phi_2} = \Phi_2 N_J \mathcal{V} \sigma_c, \quad (\text{П.21})$$

где N_J — количество ядер иода в 1 *см*³ кристалла; $\mathcal{V}$ — объем кристалла; σ_c — сечение радиационного захвата нейтронов ядрами иода. Величина $N_J \mathcal{V} \sigma_c \approx 4$ *см*². Таким образом, фоновая загрузка гамма-детектора за защитой $n_{\gamma}^{\Phi} = n_{\gamma}^{\Phi_1} + n_{\gamma}^{\Phi_2}$ составит

$$n_{\gamma}^{\Phi_1} + n_{\gamma}^{\Phi_2} = \frac{9Q}{4\pi(x+a)^2} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) + \frac{4Q}{4\pi R_0^2} \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad (\text{П.22})$$

Величина эффекта (скорость счета совпадений) пропорциональна $Q/(x+a)^2$. Геометрия эксперимента будет наилучшей, если отношение n_{γ}^{Φ}/n_c минимально. Разделим (П.22) на n_c , продифференцируем и найдем условие, при котором n_{γ}^{Φ}/n_c минимально. Оказывается, что это условие следующее:

$$\frac{9}{\lambda} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) = \frac{8}{1-\alpha} \alpha \cdot \frac{x+a}{R_0^2}. \quad (\text{П.23})$$

Хорошим материалом для защиты от быстрых нейтронов оказывается медь ($\lambda \sim 8$ *см*). Для медного коллиматора при $a = 10$ *см* отношение n_{γ}^{Φ}/n_c минимально при $x = 45$ *см*, если $\alpha = 0,3$; $R_0 = 200$ *см*. Следует отметить, что отношение n_{γ}^{Φ}/n_c вблизи минимума $x = 45$ *см* изменяется незначительно при изменении x (при $x = 40$ и 50 *см* это отношение больше, чем при $x = 45$ *см*, всего примерно на 3%, но при $x = 35$ *см* это отношение больше минимального в 1,4 раза). Если принять $x = 40$ *см*, тогда при $a = 10$ *см*, $R_0 = 200$ *см* и $\alpha = 0,3$

$$n_{\gamma}^{\Phi} = 5,3 \cdot 10^{-6} Q. \quad (\text{П.24})$$

* В (П.21) не учитывали неупругое рассеяние нейтронов фона на ядрах кристалла NaI. Это связано с тем, что спектр рассеянных нейтронов имеет сравнительно мало нейтронов с энергиями выше таких уровней ядер, которые могли приводить к испусканию γ -квантов с энергиями выше 0,5 ÷ 1 *Мэв*.

Заметим, что величина q до сих пор определялась допустимой загрузкой гамма-детектора при выбранной скорости счета истинных совпадений от исследуемой ($n, n'\gamma$)-реакции.

Задавая размеры образца и максимальную загрузку гамма-детектора импульсами, которые созданы γ -квантами, возникшими в образце, можно связать мощность источника с размерами образца, сечением ($n, n'\gamma$)-реакции и расстоянием от источника до образца. Полагая, как это уже принималось в предыдущих расчетах, что $n_{\gamma}^{\text{макс}} = 10^4$ *имп/сек*, $t = 1$ *см*, $n_c = 4 \cdot 10^2$ *имп/сек*, получаем

$$Q = 3,3 \cdot 10^9 / N \mathcal{V} \sigma_{in}, \quad (\text{П.25})$$

где $\mathcal{V}$ — объем образца; N — число ядер в 1 *см*³ образца.

В частности, для образца железа ($N = 8,47 \cdot 10^{22}$ *ядер/см*³, $\sigma_{in} = 1,2$ *барн*, $\mathcal{V} = 12,6$ *см*³)

$$Q = 2,6 \cdot 10^9 \text{ нейтрон/сек.} \quad (\text{П.26})$$

Следовательно, согласно (П.24) фоновая загрузка гамма-детектора будет равна $1,4 \cdot 10^4$ *имп/сек*. Но допустимая общая загрузка детектора не должна превышать (из условия наложения импульсов) 10^4 *имп/сек*. Поэтому необходимо уменьшить Q .

Таблица П.1

Основные характеристики экспериментального устройства

$n_{\gamma}^{\text{макс}}$, <i>квант/сек</i>	104	Скорость счета совпадений, <i>имп/сек</i>	200
$n_n^{\text{макс}}$, <i>нейтрон/сек</i>	$3 \cdot 10^3$	Скорость счета случайных совпадений при $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$, <i>имп/сек</i>	3
Длина медной конической защиты, <i>см</i>	40	Активность источника нейтронов, <i>нейтрон/сек</i>	10^9
Диаметр образца, <i>см</i>	4,0	Толщина свинцовой защиты детекторов, <i>см</i>	3—5
Толщина образца, <i>см</i>	1,0		

В табл. П.1 приведены основные расчетные параметры экспериментальной установки. Коллимационное отверстие в медной защите необходимо сделать так, чтобы она имела минимальный телесный угол и чтобы рассеяние нейтронов на краях коллиматора, близких к детекторам, создавало малый по сравнению с рассеянием в образце эффект. Поскольку размеры образца заданы, то наименьший телесный угол коллиматора будет в случае наимень-

ших размеров источника. Толщина источника нейтронов в направлении пучка дейтонов ускорителя определяется пробегом дейтонов в мишени (доли миллиметра). Поэтому целесообразно разместить ось коллиматора перпендикулярно к направлению пучка дейтонов, как это показано на рис. П.7. Размеры коллимационного отверстия с учетом указанных расстояний от коллиматора до источника и образца выбраны следующими: входное отверстие — прямоугольник шириной 0,14 и высотой 1,0 см, выходное отверстие — прямоугольник шириной 0,86 и высотой 6 см. Чтобы уменьшить эффект, создаваемый рассеянием нейтронов на краях коллиматора, необходимо, во-первых, удалить детекторы от коллиматора и, во-вторых, между краями коллиматора и детекторами расположить защиту, на поверхность которой не попадают нейтроны из источника (см. рис. П.7).

9. Процедура измерений. Процесс измерения спектров γ -квантов будет заключаться в регистрации амплитудных распределений импульсов с кристалла NaI при совпадении с импульсами нейтронного детектора в определенных интервалах амплитуд импульсов. Поскольку выбранный нейтронный детектор основан на интегральном методе ядер отдачи, то спектр амплитуд импульсов γ -квантов, измеренный в совпадении с импульсами (в шкале энергий нейтронов) нейтронного детектора в интервале, например, от 1 до 1,5 Мэв, будет обусловлен актами неупругого рассеяния с испусканием нейтронов энергией выше 1 Мэв. Обозначим этот аппаратурный спектр γ -квантов $P_1(E_\gamma)$. Чтобы получить спектр γ -квантов, обусловленный неупругим рассеянием с испусканием нейтронов в интервале 1—1,5 Мэв (т. е. получить спектр γ -квантов из возбужденного состояния ядра с энергией $E_n = 1,25 \pm 0,25$ Мэв), достаточно измерить аппаратурный спектр $P_2(E_\gamma)$ в совпадении с импульсами нейтронного детектора в интервале 1,5—2 Мэв, и искомый спектр будет получен из разности двух первых, т. е.

$$P_\Delta(E_\gamma) = P_1(E_\gamma) - P_2(E_\gamma).$$

Заметим, что этот эксперимент имеет смысл проводить с двумерными анализаторами амплитуд импульсов с объемом памяти порядка 3—4 тысячи ячеек.

В заключение отметим, что при расчете учтены не все эффекты, вносящие погрешность в окончательный результат эксперимента, например, вероятность одновременной регистрации каскадных γ -квантов, вероятность второго неупругого взаимодействия; регистрация одного нейтрона после неупругого рассеяния и т. д., оценку которых также можно произвести с той или иной степенью точности. При оценке всегда действует общее правило: чем меньше наблюдаемый эффект, тем грубее упрощения при его подсчете; предпочтительнее, естественно, пользоваться верхними оценками.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активатор 226
- Активность 464
- Активности измерения 464
 - — абсолютные и относительные 464
 - — альфа-источников 465
 - — — дифференциальные 468
 - — — интегральные 473
 - — бета-источников 474
 - — — абсолютные 475
 - — — относительные 478
 - — источников гамма-излучения 481
 - — нейтронных источников 486
 - — — — абсолютные 486
 - — — — относительные 493
- Акцептор 175

- Бетатрон 15
- Бете формула 57
- Биркса формула 223
- Борный счетчик 156
- Брэгга соотношение 457

- Вавилова — Черенкова излучение 308
- Ван де Граафа ускоритель 11
- Вильсона камера 256
- Воздухоэквивалентная камера 158
- Воздушная камера 295
- Вольт-амперная характеристика 112
- Время чувствительности камеры Вильсона 263
 - памяти искровой камеры 292
 - высвечивания сцинтиллятора 214
- Всеволоновой счетчик 157, 494
- Вторичная ионизация 14
 - электронная эмиссия 233
- Входная камера ФЭУ 233
- Газовое усиление 143

- Газовые сцинтилляторы 228
- Гаусса распределение 46
- Гамма-спектрометр 351
 - магнитный 376
 - комптоновский 376
 - парный 383
- сцинтилляционный
 - — комптоновский 367
 - — однокристалльный 358
 - парный 371
 - — с защитой с антисовпадениями 374
 - со сложением 370
- Группировка ионов 447

- Деление ядер 86
- Диоды 223
- Дисперсия 48
- Диффузия зарядов в газе 112
- Диффузионная камера 226
- Длина пробега электронов 58, 71
- Длинный счетчик 494
- Доноры 175
- Дю-Монда спектрометр 389

- Емкость перехода 184

- Жидкие сцинтилляторы 225

- Изохронный циклотрон 12
- Импульсный реактор 454
 - Электростатический генератор 444
- Импульс шума 191, 239
- Индукционный эффект 133, 325
- Интегральная чувствительность фотокатода 230
- Ионная обратная связь 240

- Искровой разряд 286
- Искровая камера 293
- — с инертным газом 296
- Искровой счетчик 289
- — управляемый 291
- Источники гамма-излучения
- — захват нейтронов 35
- — монохроматические 37
- — радиоактивные 32
- — ядерный реактор 36
- — ядерные реакции 34
- — нейтронов 16
- — монохроматические 24
- — радиоактивные 16
- — спонтанного деления 18
- — фотоядерные реакции 18, 22
- — ядерный взрыв 21
- — — реактор 19
- — ядерные реакции 22

- Кадмиевое отношение 397
- Казачковского формула 512
- Калориметрический метод измерения активности 474
- Камера
- борная 156
- деления 153, 495
- импульсная 129
- искровая 293
- ионизационная 122
- твердая 168
- токовая 123
- Кельвина формула 259
- Компенсация носителей 189
- Комптоновское рассеяние 75
- Конверсионная эффективность
- — сцинтиллятора 213
- Кошуа спектрометр 389
- Коэффициент
- вторичной электронной эмиссии 233
- диффузии 113
- обратного рассеяния 472
- прилипания 117
- самопоглощения в источнике 470
- усиления ФЭУ 236

- Кристалл-дифракционный гамма-спектрометр
- — с плоским кристаллом 384
- — с изогнутым кристаллом 389
- — с двумя кристаллами 391
- Кристаллический монохроматор нейтронов 459
- Кошуа спектрометр 389

- Лавина электронная 144
- Линейный ускоритель 15

- Магнитный спектрометр
- — прямого отклонения 332
- — с полукруговой фокусировкой 335
- — с неоднородным магнитным полем 341
- — продольным магнитным полем
- — — — — однородным 344
- — — — — неоднородным 346
- Марганцевой ванны метод 490
- Мертвое время счетчика 164
- Метод
- дифференциальный отдачи 408
- интегральный ядер отдачи 411
- пороговых индикаторов 405
- фильтров 396
- Метод измерения активностей
- — дифференциальный 468
- — — интегральный 473
- — — марганцевой ванны 490
- — — пространственного интегрирования 486
- — — наведенной активности 493
- — — сопутствующих частиц 492

- Механизм
- пробоя в газе 286
- — — повреждений в диэлектрике 304

- Механизм высвечивания сцинтилляторов
- — — неорганических 216
- — — органических 220

- Механический
- монохроматор 437
- селектор 431
- Микротрон 13
- Мобля магнит 447
- Модуляция пучков ускорителей 444
- Моксона — Рэя детектор 529
- Монохроматор нейтронов кристаллический 459
- — механический 437

- Неорганические сцинтилляторы 216
- — свойства 219

- Образование пар 78
- Объемный заряд
- — в искровом счетчике 286
- — в счетчике Гейгера — Мюллера 159
- — в пропорциональном счетчике 147
- — в ФЭУ 237
- Оптическая обратная связь 240
- Органические сцинтилляторы 220
- — свойства 224
- Ошибка

- стандартная 52
- не прямых измерений 53
- Пересыщение 256

Пластические сцинтилляторы 227

Подвижность ионов и электронов 120

Порог реакции 26

Потери энергии

- — ионизационные 56, 67
- — осколками деления 65
- — радиационные 68
- — при упругом рассеянии 63

Поток дифференциальный 108

Преобразование амплитудных рас-
пределений в энергетические 362

Проводимость

- собственная 174
- примесная 175

Пространственного интегрирования
метод 486

Пуассона распределение 42

p — n -переход 183

p — i — n -переход 188

Радиатор черенковский 311

Радиационные повреждения 208

Рамо — Шокли теорема 130

Рассеяние нейтронов упругое 82

Реактор ядерный 19

— — с импульсным источником
452

Рекомбинация 114

Ричардсона формула 232

Светосила 102

Световойход 213

Селектор механический 431

- быстрый 439
- с бочкообразными щелями 435
- с двумя роторами 438
- с кривыми щелями 436

Синхротрон 13

Синхроциклотрон 11

Скорость дрейфа 119

Случайная величина

- — непрерывная 40
- — дискретная 40

Сместитель спектра 226

Совпадений метод 475

Спектральная чувствительность фо-
токатада 230

Спектрометрия нейтронов 395

- — метод времени пролета 423
- — пороговых индикаторов 405
- — рассеяния на кристаллах 456
- — реакций с заряженными ча-
стицами 417

— — резонансных индикаторов 400

— — фильтров 396

— — ядер отдачи 407

Среднее значение

- — выборочное 51
- — истинное 48

Средний квадрат угла рассеяния 62,
301

Стабильность ФЭУ 237

Стандартные источники 496

Статистические распределения

- — Гаусса 46
- — интервалов 47
- — Пуассона 42

Стример 288

Сферическая геометрия 508

Счетчик Гейгера — Мюллера 158

Счетная характеристика 165

Термоэлектрический ток фотокато-
да 232

Ток дифференциальный 108

Ток утечки

- — через переход 185
- — ФЭУ 239

Тормозное излучение 37

Удельный световойход 214, 223

Ускорители заряженных частиц

- — — линейные 15
- — — циклические 10
- — — электростатические 9
- — — импульсные 440

Утомление фотокатода 232

Фильтры поликристаллические 458

Флукутации числа пар носителей 191,
193

Форма импульса

- — в плоской камере 131
- — в полупроводниковом счетчи-
ке с p — i — n -переходом 196
- — в полупроводниковом счетчи-
ке с p — n -переходом 199
- — в пропорциональном счетчи-
ке 148
- — в самогасящем счетчи-
ке 162
- — в сцинтилляционном счетчи-
ке 241
- — в сферической камере 137
- — в цилиндрической камере 135

Фотокатод 229

Фотоэффект 73

Фотоядерные реакции 80, 355

Функция

- отклика детектора 88
- пропускания 352
- селектора 435

- Центр конденсации 260
- Циклотрон 10

- Чувствительность детектора 102

- Шумы в полупроводниковом детек-
торе 191
- Шумы ФЭУ 238
- Шумовые импульсы 239

- Электронная коллимация 409
- Электронный синхротрон 14
- Электроннооптический усилитель 318
- Электроотрицательные ионы
115, 66, 284
- Энергетическое разрешение 97
- — ионизационной камеры 140

- — полупроводникового счетчика
190
- — пропорционального счетчика
151
- — сцинтилляционного счетчика
247
- — счетчика Черенкова 315
- Эффективность 101
- счетчика Гейгера — Мюллера 166
- — сцинтилляционного 253
- Эффективных сечений измерения 497
- — — в сферической геометрии
507
- — — в «хорошей» геометрии 497
- — — методом активации 517
- — — методом сопутствующих
частиц 525
- — — с использованием спектро-
метра по времени замедления в
свинце 532

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3

ЧАСТЬ I

ОБЩИЕ СВОЙСТВА И ИСТОЧНИКИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Г л а в а 1. Источники излучений в экспериментальной ядерной физике	5
§ 1.1. Источники заряженных частиц	6
§ 1.2. Источники нейтронов	16
§ 1.3. Источники γ -излучения	31
Г л а в а 2. Статистические флуктуации при регистрации ядерных процессов	40
§ 2.1. Введение	40
§ 2.2. Статистические законы распределения	41
§ 2.3. Истинные средние значения и дисперсия для статистических распределений	48
§ 2.4. Статистические характеристики экспериментальных данных	51
Г л а в а 3. Взаимодействие ядерного излучения с веществом	54
§ 3.1. Прохождение тяжелых заряженных частиц в веществе . .	55
§ 3.2. Прохождение β -частиц в веществе	67
§ 3.3. Прохождение γ -излучения через вещество	72
§ 3.4. Взаимодействие нейтронов с ядрами	80

ЧАСТЬ II

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Г л а в а 4. Основные характеристики детекторов	88
§ 4.1. Функция отклика детектора	88
§ 4.2. Временные характеристики детекторов	90
§ 4.3. Энергетическое разрешение детекторов	97
§ 4.4. Эффективность регистрации	101
§ 4.5. Связь между характеристиками поля излучений и показателями детектора	107
Г л а в а 5. Газовые ионизационные детекторы	110
§ 5.1. Основные типы детекторов	110
§ 5.2. Методы регистрации без газового усиления	111
§ 5.3. Ионизационные методы регистрации с газовым усилением	143
§ 5.4. Примеры использования ионизационных камер и пропорциональных счетчиков	153
§ 5.5. Газоразрядные счетчики	158

Глава 6. Полупроводниковые детекторы	168
§ 6.1. Введение	168
§ 6.2. Образование носителей заряда в полупроводниках под действием заряженных частиц	172
§ 6.3. Характеристики кремния и германия как полупроводников	177
§ 6.4. Переходы в полупроводниках	181
§ 6.5. Энергетическое разрешение	190
§ 6.6. Временное разрешение	195
§ 6.7. Форма линии	203
§ 6.8. Радиационные повреждения и их влияние на свойства детекторов	208
Глава 7. Сцинтилляционные счетчики	212
§ 7.1. Принцип работы сцинтилляционного счетчика	212
§ 7.2. Сцинтилляторы	216
§ 7.3. Фотоэлектронные умножители	229
§ 7.4. Характеристики сцинтилляционных счетчиков	241
Глава 8. Трековые детекторы	255
§ 8.1. Камеры Вильсона	256
§ 8.2. Пузырьковые камеры	267
§ 8.3. Метод ядерных эмульсий	278
§ 8.4. Искровые детекторы заряженных частиц	285
§ 8.5. Методы определения характеристик частиц в трековых приборах	299
Глава 9. Другие методы регистрации ядерного излучения	302
§ 9.1. Регистрация следов заряженных частиц в диэлектрических средах	302
§ 9.2. Счетчики Черенкова	308
§ 9.3. Детекторы на основе электроннооптических усилителей света	317

ЧАСТЬ III

СПЕКТРОМЕТРИЯ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава 10. Спектрометрия заряженных частиц	321
§ 10.1. Введение	321
§ 10.2. Определение энергии заряженных частиц по пробегу и плотности ионизации	322
§ 10.3. Измерение энергии частиц с помощью ионизационных камер, сцинтилляционных и полупроводниковых счетчиков	324
§ 10.4. Магнитные спектрометры заряженных частиц	330
Глава 11. Гамма-спектрометрия	351
§ 11.1. Оценка энергетического состава γ -квантов по функциям пропускания	352
§ 11.2. Измерение энергии γ -квантов по продуктам фотоядерных реакций	355
§ 11.3. Сцинтилляционные гамма-спектрометры	357
§ 11.4. Магнитные гамма-спектрометры	376
§ 11.5. Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры	384
§ 11.6. Полупроводниковые гамма-спектрометры	392

Г л а в а 12. Спектрометрия нейтронов	395
§ 12.1. Грубые методы оценки энергетических распределений нейтронов	396
§ 12.2. Метод ядер отдачи	407
§ 12.3. Использование ядерных реакций для спектрометрии нейтронов	417
§ 12.4. Метод времени пролета	423
§ 12.5. Кристаллические спектрометры	456

ЧАСТЬ IV

МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Г л а в а 13. Измерение активности источников	464
§ 13.1. Введение	464
§ 13.2. Измерение активности α -источников	465
§ 13.3. Измерение активности β -источников	474
§ 13.4. Измерение активности источников γ -излучения	481
§ 13.5. Измерение активности нейтронных источников	486
Г л а в а 14. Измерение нейтронных сечений	497
§ 14.1. Метод пропускания в «хорошей» геометрии	497
§ 14.2. Метод пропускания в сферической геометрии	507
§ 14.3. Метод активации	517
§ 14.4. Метод регистрации сопутствующих частиц	525
§ 14.5. Метод использования спектрометра нейтронов по времени замедления в свинце	532
Приложение. Пример расчета эксперимента	537
Предметный указатель	553

Абрамов Александр Иванович; Казанский Юрий
Алексеевич, Матусевич Евгений Сергеевич
**ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДОВ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Редактор Мельникова А. И.

Художественный редактор Александров А. С.

Художник Кулешов В. В.

Технический редактор Власова Н. А.

Корректор Н. А. Смирнова

Сдано в набор 11.V. 1970 г. Подписано
к печати 29.X. 1970 г. Т-14 371

Формат 60×90/16 Бумага типографская № 1

Усл. печ. л. 35,0 Уч.-изд. л. 35,53

Тираж 6 300 экз. Цена 1 р. 44 к.

Зак. изд. 1917 Зак. тип. 280

Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 16 Главполиграф-
прома Комитета по печати при Совете Мини-
стров СССР.

Москва, Трехпрудный пер., 9