

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

---

**В.В. Кашковский**

**СПЕЦИАЛЬНЫЙ  
ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ**

*Рекомендовано в качестве учебного пособия  
Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета*

Издательство  
Томского политехнического университета  
2010

УДК 539.1.07(075.8)

ББК 22.383я73

К28

**Кашковский В.В.**

К28

Специальный физический практикум: учебное пособие / В.В. Кашковский; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. – 404 с.

В пособии рассмотрены основные процессы взаимодействия излучения с рабочим веществом детекторов, приводящие к появлению сигнала на выходе. Представлены основные характеристики устройств детектирования, дано описание их работы и специфика использования регистрирующей аппаратуры в современном ядерно-физическом эксперименте. Изложены основные методы спектрометрии ионизирующего излучения. Особое внимание уделено методам спектрометрии с использованием сцинтилляционных и магнитных детекторов. Указаны области применения.

Предназначено для студентов дневного обучения магистерских программ «Физика ускорителей» и «Медицинская физика».

УДК 539.1.07(075.8)

ББК 22.383я73

*Рецензенты*

Доктор физико-математических наук,

профессор ТГУ

*В.В. Конев*

Доктор технических наук

ведущий научный сотрудник НИИ Онкологии

Томского научного центра СО РАМН

*В.А. Лисин*

© ГОУ ВПО НИ ТПУ, 2010

© Кашковский В.В., 2010

© Оформление. Издательство Томского политехнического университета, 2010

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу данного учебного пособия «Специальный физический практикум» положен материал курса лекций по дисциплинам «Экспериментальные методы ядерной физики» и «Детекторы излучения», которые автор читал студентам Томского политехнического университета на протяжении более 12 лет. На выбор и расположение материала пособия в значительной мере повлияли рекомендации, сделанные в свое время профессорами Томского политехнического университета Б.А. Кононовым и А.П. Потялицыным. Во втором издании учебного пособия исправлены опечатки, неточности, замеченные с момента выхода первого издания в 2002 г. Значительно обновлен иллюстративный материал.

Материал, изложенный в 12 главах и 2-х приложениях пособия, содержит около 400 страниц текста, 223 рис., 20 таблиц и охватывает следующие темы:

Ионизационные потери энергии. Радиационные потери энергии. Рассеяние частиц. Соотношение пробег – энергия. Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом. Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики с самостоятельным разрядом. Сцинтилляционная спектрометрия. Счетчики Черенкова, полупроводниковые детекторы. Трековые приборы: камера Вильсона, искровая камера, стримерная камера. Магнитная бета- и гамма-спектрометрия. Современные многопроволочные детекторы: пропорциональные и дрейфовые камеры. Кристалл–дифракционная спектроскопия  $\gamma$ -излучения. Расшифровка аппаратурных спектров. Использование излучений в научных целях, технике и медицине.

В данном пособии, в отличие от предыдущего издания, значительно расширен обзор по современным многодетекторным системам и применению излучений в научных целях, технике и медицине.

Также, в отличие от предыдущего издания, в пособии приведено порядка 90 задач и упражнений, необходимых для усвоения теоретического материала. С этой целью решения некоторых задач приведены с пропуском некоторой части доказательств таким образом, чтобы читатели смогли самостоятельно довести решения до конца. Завершает пособие несколько заданий в форме тестов. Здесь необходимо самостоятельно из нескольких предложенных ответов выбрать один правильный. На практических занятиях также используется компьютерная программа по моделированию процесса измерения спектров электронов с помощью магнитных спектрометров. Иллюстративный материал этого процесса приведен в тексте пособия.

Специальный физический практикум по сути дела включает в свою основу экспериментальные методы ядерной физики и содержит ряд средств и методик, необходимых для проведения физических экспериментов с исследуемым ядерным излучением.

Проведение современного ядерно–физического эксперимента связано с использованием достижений в самых разнообразных отраслях науки: физики твердого тела и физики газового разряда, химии, математики,

микрoэлектроники, теории вероятностей и др. Ядерно–физический эксперимент невозможно провести без использования современной быстродействующей вычислительной техники. Специалист, имеющий дело с ядерным излучением, должен хорошо представлять, как происходит взаимодействие излучения с веществом, что надо предпринять, чтобы это излучение уверенно зарегистрировать и какие схемные решения нужно для этого применить.

Детекторы ядерного излучения широко используются не только при исследованиях свойств элементарных частиц, но и в различных областях промышленности, науки, медицины и социальной сферы. Измерениями различных характеристик ионизирующих излучений занимается в настоящее время широкий круг специалистов.

Учебное пособие предназначено в первую очередь для магистрантов и студентов, изучающих основы экспериментальных методов ядерной физики, но может быть полезно аспирантам и инженерам других специальностей, связанных с применением ионизирующих излучений. Изучение материала пособия предполагает знакомство обучающегося с основами электроники, теоретической, атомной и ядерной физики.

Автор весьма благодарен Д.В. Кашковскому за помощь в оформлении иллюстративного материала и создании компьютерной программы по моделированию процесса измерения спектров электронов на магнитных спектрометрах различных типов.

Замечания и пожелания автору можно направлять по электронным адресам: [kshkvch@mail.tomsknet.ru](mailto:kshkvch@mail.tomsknet.ru) или [vikt@chair12.phtd.tpu.edu.ru](mailto:vikt@chair12.phtd.tpu.edu.ru).

*Виктор Кашковский*

## ВВЕДЕНИЕ

*Цель «Специального физического практикума»* – знакомство с фундаментальными свойствами излучения, изучение различных процессов в детекторах, их конструктивных особенностях и примеров использования.

Специальный физический практикум по сути дела включает в свою основу экспериментальные методы ядерной физики, которые содержат в себе весь арсенал средств, служащих для проведения ядерно–физических экспериментов, от этапа регистрации излучения до математической обработки получаемых результатов.

Ускоренное развитие различных технологий, замечаемое нами по их внедрению в производство и быт, основано, прежде всего, на достижениях в области фундаментальных исследований, углубляющих наши представления о свойствах материи. Ведущая роль здесь принадлежит исследованиям в области физики элементарных частиц и ядерной физики.

Ядерно–физический эксперимент в большинстве случаев имеет своей целью регистрацию и исследование различного вида излучений, возникающих при радиоактивных превращениях ядер, взаимодействии частиц с ядрами вещества или друг с другом и т. д. Сегодня совершенно недостаточно просто регистрировать частицы и излучение. Нужно установить их природу, т. е. узнать, имеем ли мы дело, например, с электронами, мюонами,  $\pi$ -мезонами или энергичными  $\gamma$ -квантами. Кроме того, часто требуются точные измерения энергии и импульса

При этом методы детектирования излучений занимают особое положение в экспериментальной физике, поскольку практически все сведения об окружающем нас мире мы получаем с помощью регистрации и анализа излучений [1].

Наиболее доступными детекторами являются органы человеческих чувств – зрительный анализатор и дополнительно слуховой. В этом случае мы имеем представление только о предметах, испускающих электромагнитное излучение в видимом диапазоне. Для ответа на современные вопросы об устройстве микромира и вселенной естественные средства регистрации не обладают достаточной чувствительностью, и их диапазон весьма ограничен.

Развитие детекторов элементарных частиц началось с момента открытия радиоактивности Анри Беккерелем в 1896 году. Он заметил, что соль урана может засвечивать фоточувствительную пластинку. Первые детекторы ядерных частиц на основе рентгеновских пленок были чрезвычайно простыми. Сцинтилляторы на основе ZnS, которые использовали в начале 20-го века в первых экспериментах по изучению процессов рассеяния  $\alpha$ -частиц (связанных с весьма утомительным подсчетом световых вспышек на сцинтилляционном экране невооруженным глазом), также были несложными.

Чтобы заглянуть в микромир, требуются микроскопы. Различные структуры могут быть разрешены до размеров, которые сравнимы с длинами волн, используемых при наблюдении за ними (для видимого света  $\sim 0,5$  мкм).

Для исследования микромира и структуры вселенной необходимо уметь регистрировать энергии в диапазоне от  $10^{-6}$  до  $10^{20}$  эВ.

Сегодня в физике элементарных частиц *микроскопами* являются ускорители с оснащающими их детекторами. С их помощью человеку удалось обострить свои чувства и разработать новые. Для многих экспериментов требуется создание новых, специальных детекторов, которые в большинстве случаев должны осуществлять не только какой-то один вид измерений. Однако до настоящего времени не существует универсального детектора, который обеспечивал бы определение всех необходимых параметров одновременно. Направление методов регистрации со временем стало смещаться от оптических к чисто электронным средствам, Поэтому обработка электронных сигналов играет для детекторов элементарных частиц все более важную роль.

## 1. РЕГИСТРАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ

### 1.1. Источники ионизирующего излучения

Ионизирующее излучение обязано своим происхождением либо нашему естественному окружению, либо искусственным источникам. При этом первичное излучение состоит или из массивных заряженных частиц, или из безмассовых нейтральных квантов, т. е. фотонов или нейтрино.

Если мы наблюдаем излучение из окружающей среды, то можно указать на два его основных источника.

Первый – галактические и солнечные космические лучи, взаимодействующие с внешней частью земной атмосферы. Они состоят главным образом из протонов, лёгких ядер и электронов. Взаимодействуя с земной атмосферой, они образуют вторичные частицы и в том числе короткоживущие  $\pi$ -мезоны (пионы) и мюоны.

Наиболее интенсивным источником излучения в пространстве вблизи нашей планеты является Солнце. Кроме видимого света и нейтрино от ядерных реакций синтеза, Солнце испускает также массивные частицы. Это в основном электроны, протоны и  $\alpha$ -частицы, испускаемые с солнечной поверхности при вспышках. Достигая Земли, они вызывают северное сияние и магнитные бури. Солнечный ветер ответственен также за существование радиационных поясов Земли.

Другим естественным источником излучения является открытое в 1896 г. Беккерелем в урановых рудах явление естественной радиоактивности.

При этом испускается  $\alpha$ -,  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучение с энергией до нескольких МэВ. Альфа - распад обычное явление для тяжёлых частиц ядер,  $\alpha$ -излучение ядер является моноэнергетическим ( $E_{\text{кин}} \sim 2 \div 10$  МэВ).

Бета - распад – переход ядра  ${}^A_Z X$  в дочерние ядра  ${}^A_{Z+1} X$  посредством испускания электрона  $e^-$  (позитрона  $e^+$ ) и антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  (нейтрино). Энергетический спектр электронов непрерывен от 0 до  $E_{\text{max}}$ . Гамма - распад

– электромагнитный переход возбуждённого ядерного состояния  ${}^A_Z X^*$  в состояние с меньшей энергией того же ядра  ${}^A_Z X$ . При этом испускаются моноэнергетические  $\gamma$ -кванты с энергией до нескольких МэВ.

Естественная радиоактивность имеет решающее значение для энергетического баланса земных недр и оказывает огромное влияние на всё, живущее на нашей планете.

Естественную радиоактивность используют для определения возраста минералов геологических месторождений, метеоритов или лунных образцов. Таким образом, был установлен возраст Земли  $\sim 4,6 \cdot 10^9$  лет. Для органических веществ датировку осуществляют, измеряя  $\beta$ -активность углерода  ${}^{14}_6\text{C}$ , образующегося под действием космического излучения и распадающегося с периодом полураспада, равным  $T_{1/2} = 5730$  лет. В земной атмосфере концентрация  ${}^{14}_6\text{C}$  находится в равновесии со стабильными изотопами, а когда в результате смерти растения или животного обмен  $\text{CO}_2$  с атмосферой прекращается, то концентрация  ${}^{14}_6\text{C}$  уменьшается по экспоненте в соответствии с законом радиоактивного распада.

Искусственная радиоактивность обязана своим существованием развитию ускорительной техники и ядерным реакторам. Например, нейтроны от реакторов используются для получения  $\beta$ -излучателей с периодом полураспада от долей секунды до  $10^5$  лет.

Таким образом, источником излучения могут быть окружающая среда, объекты космического пространства, ядерный реактор, ускоритель заряженных частиц, радиоактивные препараты.

## 1.2. Физические процессы детектирования излучения

Регистрация любого вида излучения происходит в результате его взаимодействия с веществом детектора.



Рис. 1.1. Функциональная схема эксперимента

Излучение от источника попадает в объём детектора, взаимодействует с рабочим веществом детектора и теряет в нём часть или всю свою энергию. В результате поглощения энергии в объёме детектора изменяется его состояние, что приводит к появлению сигнала. Этот сигнал усиливается, анализируется и регистрируется в специальных устройствах.

Детектор – это часть системы, в которой происходит поглощение энергии излучения и её преобразование, приводящее к появлению сигнала.

Первые детекторы для регистрации излучений создала сама природа в виде светочувствительных элементов живых организмов. В зрительном

анализаторе человека и животных детекторами являются колбочки и палочки. Свет фокусируется на них, поглощается, и в результате возникают электромагнитные импульсы, которые передаются по нервным волокнам в мозг. Вся система в целом образует зрительный анализатор. В диапазоне от 400 до 700 нм глаз человека способен регистрировать всего несколько фотонов за вспышку.

Для того чтобы «увидеть» излучение другого диапазона и другой природы, необходимы специальные детекторы, но основные принципы регистрации излучений остаются неизменными для любых систем и для любых видов излучения.

С точки зрения методов детектирования, все виды излучений целесообразно разбить на два класса: заряженные частицы и незаряженные частицы, поскольку физические процессы, которые позволяют нам регистрировать частицы, различны для нейтральных и заряженных частиц.

Заряженные частицы, проходя через вещество детектора, теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию вещества. Это приводит в итоге к образованию сигнала, характеризующего эффекты, которые возникают в результате взаимодействия заряженной частицы с веществом.

Фотоны могут взаимодействовать с веществом за счёт фотоэффекта, комптон-эффекта или за счёт образования пар (при  $E_\gamma > 1,02$  МэВ). Электроны и позитроны, возникающие в этих взаимодействиях, можно регистрировать таким же образом, как и другие заряженные частицы.

Нейтроны образуют вторичные заряженные частицы в результате взаимодействия с ядрами. Нейтрино можно регистрировать только по их слабому взаимодействию с ядрами или электронами.

Детектирование излучения – сложный многоступенчатый процесс, зависящий от природы частицы и природы вещества, заполняющего объём детектора. *Общим для всех видов излучений, независимо от их природы является то, что регистрируемые частицы распределены в пространстве и во времени.* Поток частиц на входе детектора может быть **стационарным**. Это означает, что среднее за определённый промежуток времени число частиц, падающих на окно детектора, постоянно.

Поток частиц может быть **импульсным**; это такой поток частиц, время существования которого по порядку величины сравнимо с длительностью процессов, приводящих к образованию сигнала на выходе детектора.

Характеристики многих детекторов при регистрации стационарных и импульсных потоков существенно различаются.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

### 2.1. Общие понятия

Под ядерным излучением обычно понимают потоки частиц, таких, как электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы, мезоны, нейтроны, фотоны, осколки деления и т. д.



Взаимодействие частиц с электронами, атомами, ядрами среды происходят в результате действия различных сил: кулоновских, ядерных, электромагнитных [2]. В то же самое время взаимодействия могут быть упругими и неупругими. Мы будем рассматривать взаимодействия с веществом тяжёлых заряженных частиц (масса которых много больше массы электрона); лёгких заряженных частиц: электроны, позитроны и  $\gamma$ -квантов.

Заряженные частицы при прохождении в веществе расходуют часть своей энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды (это, так называемые, **ионизационные потери**) ионизация и возбуждение атомов приводит к макроскопическим эффектам, позволяющим регистрировать заряженные частицы. Основное отличие во взаимодействии тяжёлых и лёгких заряженных частиц заключается в том, что для легких частиц оказываются более существенными потери энергии в результате электромагнитного излучения (**радиационные потери энергии**).

Гамма - кванты и нейтроны не имеют электрического заряда и поэтому не создают сколько-нибудь заметных ионизационных эффектов. Но в результате упругих и неупругих (ядерных, электромагнитных) взаимодействий с атомами и ядрами среды  $\gamma$ -кванты и нейтроны образуют свободные заряженные частицы (электроны, ядра отдачи,  $\alpha$ -частицы и т. д.), передавая им значительную часть своей энергии. Это позволяет регистрировать  $\gamma$ -кванты и нейтроны по вторичным эффектам.

Поглощённая в среде энергия может явиться причиной различных физических явлений, которые используются для регистрации излучения.

## 2.2. Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с веществом

Тяжёлые частицы с малым зарядом ( $z = 1, 2$ ) протоны, дейтроны ( $p, d$ ) и  $\alpha$ -частицы при прохождении в веществе теряют свою энергию главным образом в результате неупругих столкновений с атомами вещества. Неупругие столкновения с атомами вызывают возбуждение и ионизацию атомов (эти процессы в основном происходят при энергии  $\leq 50$  МэВ).

**Ионизационные потери энергии.** В классическом приближении сравнительно простой расчёт, проведённый Бором, позволил оценить удельные потери энергии заряженными частицами в результате взаимодействия с электроном.

При прохождении заряженной частицы через вещество её электрическое поле взаимодействует с полем атомных электронов и может передавать им энергию, возбуждая или ионизируя атомы. Предположим, что частица с массой  $M$ , зарядом  $ze$ , движущаяся в направлении оси  $x$  со скоростью  $v$ , проходит на расстоянии  $b$  (прицельный параметр) от покоящегося свободного электрона (рис. 2.1) с массой  $m_e$  и зарядом  $e$ .

Будем считать, что электрон в результате взаимодействия с частицей движется настолько медленно, что при расчёте электрического поля, действующего на электрон со стороны движущейся частицы, можно

пренебречь смещением электрона (т. е. электрон покоится). При этом масса налетающей частицы во много раз превосходит массу электрона  $M \gg m_e$ .

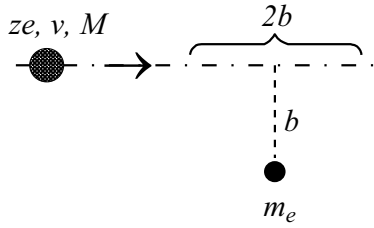


Рис. 2.1

Взаимодействие частицы с электроном приведёт к тому, что электрон получит импульс в направлении, перпендикулярном к направлению полёта частицы. Параллельные составляющие импульса будут равны 0, т. е.  $F_{||} = 0$ , поскольку они выравняются при подлёте и пролёте частицы.

Согласно второму закону Ньютона изменение момента количества движения  $mv$  определяет импульс силы  $F$ :

$$\frac{d}{dt}(mv) = F. \quad (2.1)$$

Следовательно, изменение момента импульса электрона в направлении, перпендикулярном к направлению движения частицы

$$\Delta P_{\perp} = \int F_{\perp} dt. \quad (2.2)$$

Для упрощения принимаем, что на участке длиной  $2b$  (вернее в пределах участка) действует кулоновская сила, которая равна

$$F_{\perp} = \frac{z \cdot e^2}{(4\pi \cdot \epsilon_0) \cdot b^2}, \quad (2.3)$$

где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$  – электрическая постоянная.

Частица с зарядом  $ze$  и массой  $M$  расстояние  $2b$  вдоль оси  $x$  проходит за время [1]

$$\Delta t \approx \frac{2b}{v}. \quad (2.4)$$

Следовательно, изменение момента импульса электрона в перпендикулярном направлении равно

$$\Delta P_{\perp} = (mv_1 - mv_2) \approx F_{\perp} \cdot \Delta t \approx \frac{z \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot b^2} \cdot \frac{2b}{v}. \quad (2.5)$$

В результате имеем следующее: электрон с массой  $m_e$  покоился, мимо него со скоростью  $v$  пролетела частица с массой  $M$ , зарядом  $ze$ . В итоге электрон получил поперечный импульс, а пролетевшая частица потеряла часть своей энергии за счёт переданного электрону импульса.

Кинетическая энергия, потерянная заряженной частицей через потерянный импульс, определится следующим образом [1]:

$$\Delta E = \frac{\Delta P_{\perp}^2}{2m_e}, \quad (2.6)$$

или

$$\Delta E = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e \cdot v^2} \cdot \frac{1}{b^2}. \quad (2.7)$$

Удельные ионизационные потери

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} NZ \cdot \frac{d\sigma}{db} \cdot \Delta E(b) \cdot db, \quad (2.8)$$

где знак минус (–) перед выражением означает потери энергии;  $d\sigma$  – сечение столкновения;  $NZ$  – плотность электронов в веществе (с зарядом  $Z$ ), т. е. число электронов в  $1/\text{см}^3$ ;  $N$  – число атомов в одном  $\text{см}^3$ ;  $\frac{d\sigma}{db} \cdot db = 2\pi \cdot b \cdot db$  – дифференциальное сечение столкновения в кольце радиусом  $b$  и шириной  $db$ .

Потеря энергии заряженной частицей на единице пути в результате взаимодействия с электронами в слое  $2\pi \cdot b \cdot db$

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{2 \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot 2\pi \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{bdb}{b^2}. \quad (2.9)$$

После интегрирования получаем

$$-\frac{dE}{dx} \approx \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right). \quad (2.10)$$

Максимальный и минимальный параметры соударения определяются минимальной и максимальной энергией, поскольку  $\Delta E \sim 1/b^2$ :

$$b_{\max}/b_{\min} = \sqrt{E_{\max}/E_{\min}}. \quad (2.11)$$

На больших прицельных параметрах – малые потери энергии, на малых прицельных параметрах – большие потери энергии.

Максимальная передаваемая энергия в нерелятивистском случае ( $\beta^2 \ll 1$ ) равна  $2m_e v^2$  (такой результат будет получен в дальнейшем на практических занятиях).

Минимальная передаваемая энергия определяется энергией связи электронов в атоме. Усреднение по всем электронным оболочкам даёт среднюю энергию (возбуждения) ионизации  $\bar{I}$ . Таким образом, получаем

$$\ln(b_{\max}/b_{\min}) = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}}. \quad (2.12)$$

При расчёте мы предполагали, что траектория частицы не меняется (на самом деле она искажается), и ограничили зону действия кулоновских сил расстоянием  $2b$ .

Более точный расчёт даёт нам результат в 2 раза больший, т. е.

$$\ln(b_{\max}/b_{\min}) = \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}}. \quad (2.13)$$

Таким образом, получаем

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз.}} \approx \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}}. \quad (2.14)$$

Более детальные расчёты с учётом квантово-механических и релятивистских эффектов позволили Бёте получить следующее более точное выражение для средней потери энергии частицей на единице пути

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз.}} \approx \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right], \quad (2.15)$$

где  $\beta = v/c$  – отношение скорости частицы к скорости света;  $\delta$  – поправка, учитывающая уменьшение роли далёких столкновений за счёт поляризации среды (*эта поправка существенна только при очень высокой энергии налетающих частиц*);  $u$  – поправка, учитывающая тот факт, что электроны  $K$ -,  $L$ - и других оболочек не участвуют в столкновениях, если скорость налетающей частицы мала по сравнению с их скоростью (*эта поправка существенна при малых энергиях налетающих частиц*).

Величину  $(-dE/dx)$  ещё называют **тормозной способностью вещества**. Что интересно, энергия, потерянная излучением в среде и отнесённая к единице пути  $t$ , выраженной в  $\text{г/см}^2$  ( $t = x \cdot \rho$ ), практически не зависит от агрегатного состояния этой среды (газ, жидкое тело, твёрдое тело).

В удобном для вычислений виде формула для  $(-dE/dx)$  имеет вид [3]:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз.}} \approx 2C \cdot \left[ \ln \frac{1,02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right], \quad (2.16)$$

где  $\rho$  – плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ );  $C = 0,154 \cdot \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[ \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}} \right]$ .

Средний потенциал ионизации (возбуждения) изменяется от 15,6 эВ для водорода до 810 эВ для урана. Для элементов с  $Z > 47$  отношение  $\bar{I}/Z \approx 8,8 \pm 0,3$ .

Теоретически расчёты потенциала ионизации нуждаются в значительной коррекции (в 1,2–2,5 раз), точность экспериментальных значений  $\bar{I}$ , невелика, т. к. измерить  $(-dE/dx)$  сложно с высокой точностью, а поскольку  $\bar{I}$  входит под знак логарифма, то ошибка в 1% при определении потерь энергии  $(-dE/dx)$  соответствует 6% ошибке в измерении  $\bar{I}$ .

Из всей массы формул для определения  $\bar{I}$  [4, 5] можно порекомендовать следующую формулу Штернгеймера:

$$\bar{I} = Z \cdot (9,76 + 58,8 \cdot Z^{-1,19}), \quad (2.17)$$

где в качестве *реперных точек*, через которые проходит эта зависимость, выбраны следующие данные:  $\bar{I}_{\text{Al}} = 163$  эВ – для Al;  $\bar{I}_{\text{Cu}} = 314$  эВ – для Cu;  $\bar{I}_{\text{Pb}} = 826$  эВ – для Pb.

Отметим, что формулы Бора и Бёте–Блоха дают **среднее значение потерь энергии на единице пути частицы**.

Зависимость тормозной способности воздуха от энергии для различных частиц показана на рис. 2.2. Видно, что частицы с одинаковыми зарядами при энергиях выше сотен МэВ имеют практически одинаковые удельные потери.

**Анализ выражения для потерь энергии заряженных частиц на ед. пути.**

1. Потери энергии пропорциональны  $z^2$  – квадрату заряда частицы, т. е. для  $\alpha$ -частиц потери будут в 4 раза больше, чем для протонов или дейтронов при равных скоростях  $v$ . Эта зависимость от  $z$  частицы используется:

- для идентификации частиц по зарядам;
- для определения  $z$  бомбардирующей частицы (например, при изучении космических лучей).

2. Потери энергии пропорциональны атомному номеру вещества  $Z$ , а также числу электронов в единице объёма ( $NZ \sim 1/\text{см}^3$ ). Обратим внимание на то (см. табл. 2.1), что если  $Z$  изменяется от 4 до 82 (в 20 раз);  $\rho$  – в пределах 1,88÷19,3 (в 10 раз);  $NZ$  – в пределах 5÷7. Ещё слабее меняется  $NZ/\rho$ . Поэтому потери энергии на единице пути часто выражают в МэВ/(г·см<sup>-2</sup>), которые для всех веществ очень близки.

Следует отметить, что  $Z$  также входит и под знак логарифма, поскольку

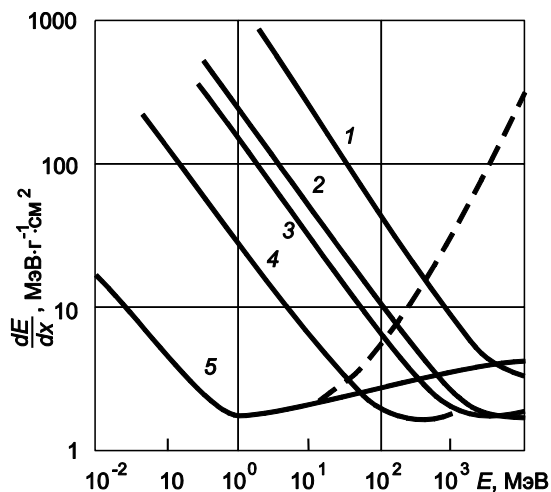


Рис. 2.2. Зависимость тормозной способности воздуха при нормальных условиях от кинетической энергии различных частиц: 1 –  $\alpha$ -частица; 2 – дейтроны; 3 – протоны; 4 –  $\mu$ -мезоны; 5 – электроны (пунктир, с учётом радиационных потерь) [2]

Таблица. 2.1

Вещество	$Z$	$A$ , атомный вес	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$N \cdot 10^{22}$	$NZ \cdot 10^{22}$	$NZ/\rho$
Be	4	9,01	1,85	12,36	49,4	26,7
C, графит	6	12,01	1,7-2,3	10,0	60	~30
Al	13	26,98	2,7	6,02	78	28,9
Cu	29	64,5	8,9	8,6	250	28,1
W	74	183,9	19,3	5,32	395	20,4
Pb	82	207,2	11,35	3,3	270	23,8

$\bar{I} = \bar{I}(Z)$ . Так как  $\ln(2m_e v^2 / \bar{I})$  с ростом  $Z$  слабо уменьшается, то в целом и  $dE / (\rho \cdot dx)$  в ед. массовой толщины уменьшается с ростом  $Z$ .

3. Потери энергии заряженной частицы не зависят от её массы (при одинаковых скоростях, но не энергиях), поскольку взаимодействуют лишь электрические поля.

4. Зависимость от скорости частицы сложна:

- При малых скоростях ( $v \ll c$ ) зависимость  $(-dE/dx) \sim 1/v^2$ : с ростом скорости уменьшаются потери энергии.
- При  $v \approx c$  скорость практически неизменна, и потери достигают своего минимума. **Физика процесса.** С ростом скорости уменьшается время взаимодействия частицы с электроном ( $\Delta t = 2b/v$ ), уменьшается передаваемый ему импульс ( $\Delta p \approx F_{\perp} \cdot \Delta t$ ).
- В релятивистской области на зависимость линейных потерь энергии дополнительно оказывает влияние член содержащий  $\ln(1/(1-\beta^2))$ . Если энергия частицы больше энергии массы её покоя, т. е.  $E \gg Mc^2$ , то  $\beta \Rightarrow 1$  и  $\ln(1/(1-\beta^2))$  возрастает как угодно долго, но медленно, поскольку имеем дело с логарифмической зависимостью. *Поэтому на кривых зависимости потерь энергии от кинетической энергии протонов, представленных на рис. 2.3, имеется минимум, лежащий примерно при значении  $E = 2 \div 3 Mc^2$ , где  $M$  – масса протона. Дальнейший рост потерь с ростом энергии определяется релятивистским эффектом.*

**Физическое объяснение** росту потерь при  $\beta \Rightarrow 1$  можно дать следующее. С ростом энергии релятивистской частицы происходит деформация, сплющивание электромагнитного поля заряженной частицы в плоскости перпендикулярной направлению движения. Максимальный радиус взаимодействия частицы с атомами вещества как бы увеличивается, частица начинает взаимодействовать с несколько большим числом электронов, вследствие чего начинает усиленно тормозиться.

**Область малых энергий.** Если скорость  $v$  стремиться к нулю, то по формуле Бора  $(-dE/dx) \rightarrow \infty$ . Однако нельзя забывать, что эта формула справедлива только когда  $v \gg v_e$ , где  $v_e$  – скорость электрона в атоме. Точнее  $v \gg z \cdot v_e$ , где  $z$  – заряд частицы. Скорость электрона в атоме  $v_e = v_0 \cdot z$ , где  $v_0$  – скорость электрона в атоме водорода:  $v_0 = e^2/\hbar$ . Другими словами:  $v \gg zZ \cdot e^2/\hbar$ , но  $v = \beta \cdot c$ , отсюда следует, что  $1 \gg zZ \cdot e^2/(c \cdot \beta \cdot \hbar)$ , где  $e^2/(c \cdot \hbar) = 1/137$  – постоянная тонкой структуры. Следовательно,  $z \cdot Z/137 \cdot \beta \ll 1$  является условием применимости формулы Бора (условие неподвижности электрона, или первое Борновское приближение).

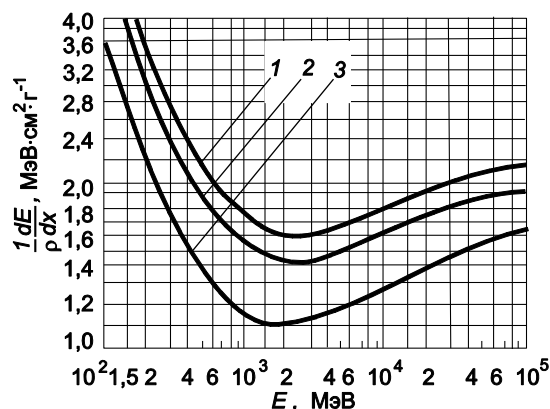


Рис. 2.3. Массовая тормозная способность алюминия (1), меди (2), свинца (3) для протона с энергией в диапазоне  $10^2 \div 10^5$  МэВ [6]

Что же происходит в области малых энергий с тормозной способностью? Тормозная способность уменьшается из-за двух эффектов: **связи электронов в атомах и перезарядки частицы (эффект прилипания).**

**В чём суть эффекта связи электронов в атомах среды?**

Когда скорость частицы станет сравнимой со скоростью электрона в атоме  $v \approx v_e$ , то электрическое поле частицы длительное время воздействует на электрон, поле меняется медленно, и наблюдается адиабатическое взаимодействие (*без передачи энергии*). Т. е. электрон атома как бы попадает в поперечное электрическое поле, которое не сообщает электрону энергии, но ориентирует орбиту определённым образом. Наибольшую скорость имеют

электроны  $K$  – оболочки, затем  $L$  – и т. д. Естественно, что когда скорость частицы  $v$  уменьшается, то вначале скорость сравнивается со скоростью электрона на  $K$  – оболочке  $v \approx v_K$ , затем  $v \approx v_L$  и т. д. При этом

Таблица. 2.2 [6]  
Суммарные поправки в процентах на эффект связи  $K$ - и  $L$ -электронов

$E_p$ , МэВ	$Z=30$	$Z=50$	$Z=70$	$Z=90$
1	4,3	14	21	26
5	-3,9	-1,4	1,4	2,6
10	-3	-2,3	-0,7	0,4
100	-0,4	-0,7	-0,8	-0,9
1000	-0,03	-0,06	-0,09	-0,13

частицу не будут тормозить (*не будут взаимодействовать с ней*) вначале  $K$  – электроны, затем  $L$  – электроны и т. д. Другими словами  $Z$  среды как бы уменьшается, поскольку всё меньшее число электронов атома тормозит частицу.

Если мы хотим использовать формулу Бора и в области малых энергий, то следует ввести поправку на эффект связи электронов в атоме, которую обычно записывают в виде поправки, которую следует вычесть из логарифма. Эта поправка является сложной функцией от  $Z$  вещества и энергии частицы [5].

Для иллюстрации зависимости эффекта связи от энергии протонов приведена табл. 2.2, в которой в процентах выражена поправка к тормозной способности. Поправка растёт с уменьшением скорости (энергии) частицы и с увеличением атомного номера среды.

**Эффект перезарядки.** Ещё больший вклад в изменение тормозной способности вносит эффект перезарядки. При малых скоростях заряженная частица сможет захватывать электрон на квазиустойчивую орбиту. Ясно, что эффективный заряд частицы  $z$  уменьшается: при захвате одного электрона на единицу ( $z \Rightarrow z - 1$ ), при захвате двух электронов на 2 ( $z \Rightarrow z - 2$ ) и т. д.

В большом числе работ исследован эффект перезарядки, записаны сечения захвата и потери [5]. Ограничимся лишь указанием на то, что сечение захвата  $\sigma_3 \sim z^5 Z^2 / v^{(7+12)}$ , а сечение потери  $\sigma_{\Pi} \sim (z \cdot Z / v)^2$ . Видно, что при малых скоростях  $\sigma_3 \gg \sigma_{\Pi}$ , а при больших скоростях – наоборот. Для  $\alpha$ -частиц, например,  $\sigma_3 = \sigma_{\Pi}$  (для *первого электрона*) при энергии  $\approx 0,7$  МэВ.

Но и при больших энергиях существует вероятность, что в пучке  $\alpha$ -частиц, т.е.  $He^{++}$ , будут встречаться  $He^+$ ,  $He^0$ . Этот эффект был существенной помехой в опытах Резерфорда. Когда скорость частицы стремится к нулю и сечение  $\sigma_3$  велико, то  $z \Rightarrow 0$ . Естественно, что тормозная способность резко падает и частица тормозится за счёт упругих взаимодействий с атомами среды.

**Область высоких энергий.** В релятивистской области, когда  $\beta \Rightarrow 1$  (обычно при  $E > 10 Mc^2$ ), тормозная способность замедляет свой рост из-за эффекта плотности (*поляризации*). Суть эффекта состоит в том, что при релятивистском «сплющивании» электрического поля частицы не происходит бесконечного увеличения максимального радиуса взаимодействия частицы, вследствие экранирования близкорасположенными атомами. Поскольку эффект наиболее сильно сказывается в плотных средах, то его называют *эффектом плотности*, а поскольку экранирующие атомы поляризуются, эффект называют – *эффект поляризации*. Оба названия равнозначны. На существование эффекта впервые указал Свенн (1939 г.), первые расчёты – Ферми (1940 г.), наилучшее оформление выполнено (рабочая формула) Штернгеймером (США). Лучшая его работа [7] содержит

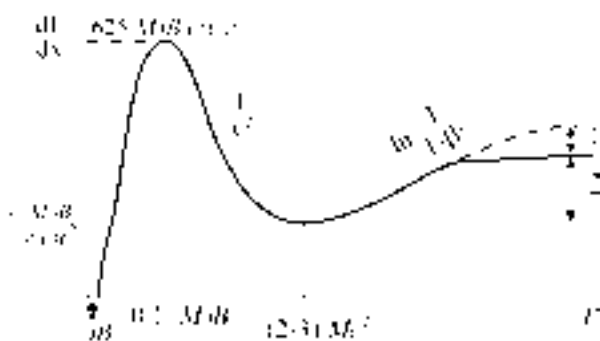


Рис. 2.4. Общий вид зависимости потерь энергии протона в воздухе на ионизацию и возбуждение: 1 – поправка на эффект плотности; 2 ~20÷40% от  $(dE/dx)_{min}$

стройную систему рабочих эмпирических формул, с помощью которых можно вычислить поправку в любой среде.

Эффект плотности приводит к ограничению величины потерь энергии на ионизацию и возбуждение в области высоких энергий.

Заметим, что за счёт других процессов: тормозного излучения, ядерных (мезонных) взаимодействий – тормозная

способность может возрастать.

Общий вид зависимости потерь энергии на ионизацию и возбуждение приведен на рис. 2.4. **Эту зависимость обязательно нужно знать во многих методах регистрации частиц и уметь правильно объяснить!**

### 2.3. Взаимодействие электронов с веществом

Электроны с относительно малыми энергиями ( $\leq 2$  МэВ) при прохождении в веществе теряют свою энергию в результате ионизации и возбуждения атомных электронов так же, как и тяжёлые заряженные частицы. Однако, в отличие от тяжёлых заряженных частиц, *электрон в одном соударении может потерять значительную часть своей энергии и рассеяться на большие углы*. При лобовом столкновении электрон может



передать всю свою энергию другому электрону. Поэтому первичным считается электрон, имеющий большую энергию. При таких условиях считается, что электрон в одном столкновении не может передать энергию больше половины начальной, т. е.  $\Delta E \leq E/2$  в одном столкновении.

Рассеяние на большие углы означает, что флуктуации в длинах пробега электронов будут значительно больше и путь электрона в среде не будет прямолинейным, как для тяжёлых заряженных частиц. При больших энергиях ( $E > 2$  МэВ) существенные потери энергии происходят ещё и в результате электромагнитного излучения в электрическом поле ядер тормозящего вещества.

Электрон, движущийся с ускорением, излучает энергию, пропорциональную квадрату ускорения ( $\sim a^2$ ). В кулоновском поле ядер ускорение пропорционально  $Z$  ядра и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому потери энергии в результате электромагнитного (тормозного излучения) не существенны для тяжёлых заряженных частиц, поскольку их масса много больше массы электронов  $M \gg m_e$ .

### 2.3.1. Ионизационные потери энергии электрона

При соударении электрона с другим электроном он может потерять 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.

Расчёты потерь энергии на единице пути также были проведены Бёте. В наиболее общей форме эти потери определяются следующей формулой (подобной формуле для тяжёлых заряженных частиц):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \left[ \ln \frac{m_e v^2 \cdot E_e}{2 \cdot \bar{I}^2 \cdot (1 - \beta^2)} - \ln 2 \cdot (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) + \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \cdot (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right], \quad (2.18)$$

где  $E_e$  – кинетическая энергия электрона.

В удобном для вычислений виде эта формула для удельных потерь энергии релятивистского электрона переписывается так [3]:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = 0,154 \frac{Z}{A \cdot \beta^2} \cdot \left[ \ln \frac{2,55 \cdot 10^5 \cdot E_e \cdot \beta^2}{\bar{I}^2 \cdot (1 - \beta^2)} - \ln 2 \cdot (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) + \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \cdot (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right], \quad (2.19)$$

где размерность потерь выражена в МэВ·см<sup>2</sup>/г. Для медленных электронов формула значительно упрощается.

Средние значения  $dE/dx$  для электронов приведены на рис. 2.2. Флуктуации потерь энергии электроном значительно больше, чем для тяжёлых заряженных частиц, что связано с большим диапазоном энергии,

которую электрон может потерять в одном соударении. Энергетическое распределение электронов после прохождения через слои графита различной толщины показано на рис. 2.5. Распределение электронов по энергии обусловлено также и многократными упругими соударениями электронов с атомами.

### 2.3.2. Вероятные потери энергии

Формулы Бёте–Блоха и Бора дают среднее значение потерь энергии на единице пути частицы. Поскольку взаимодействие носит вероятностный характер, то каждая из частиц в конкретной мишени испытывает различные потери энергии. Следовательно, за барьером первоначально моноэнергетическое излучение имеет некоторое распределение, которое можно охарактеризовать *средней энергией частиц, вероятной энергией и максимальной энергией частиц* (эти понятия очень важны в спектрометрии).

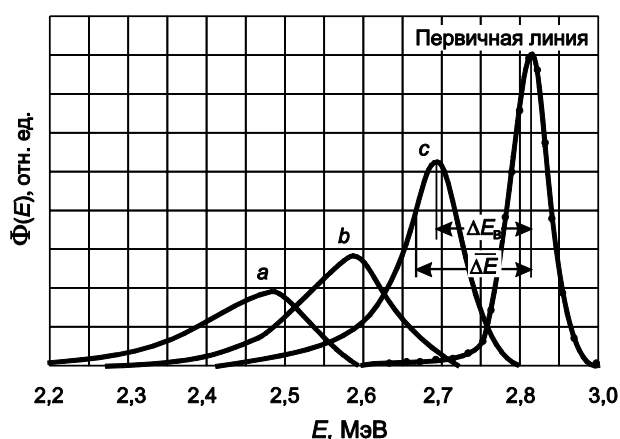


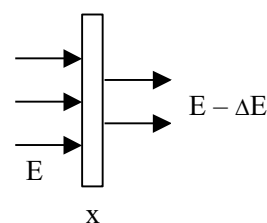
Рис. 2.5. Распределение электронов по энергиям после прохождения через слои графита различной толщины. Начальная энергия электронов 2,8 МэВ. Толщины слоев: *a* – 1,33 мм; *b* – 0,895 мм; *c* – 0,475 мм [8]

спектр размывается и становится несимметричным. Следовательно, точно определённой потери энергии не существует. Можно определить только среднюю потерю энергии  $\Delta\bar{E}$  или вероятную потерю энергии  $\Delta E_{\text{вер}}$ , соответствующую максимуму кривой энергетического распределения. Эта потеря энергии обязана неупругим соударениям электронов с атомными электронами, при которых атомы возбуждаются или ионизируются, а также испускается тормозное излучение.

Пусть электроны с энергией  $E$  попадают на барьер толщиной  $x$ . Средняя потеря энергии в барьере может быть рассчитана как  $\Delta\bar{E} = (dE/dx) \cdot x$ . Если мы экспериментально измерим энергетическое распределение моноэнергетических частиц за барьером, то оно окажется

Вид распределения зависит от характеристик среды и частицы. Обычно распределение более широкое для частиц лёгких ( $e, e^+$ ) и средней энергии ( $\sim$  до 10 МэВ). Для тяжёлых частиц разброс в потерях меньше, поэтому вопрос о вероятных потерях рассмотрим на примере прохождения электронов через вещество.

Когда электроны определённой энергии проходят через слой вещества, их энергия уменьшается (рис. 2.5), энергетический



несимметричным. Многие электроны теряют малую энергию (*в далёких столкновениях*  $\sim b_{\max}$ ), но малое число электронов теряет большую энергию (*близкие столкновения*  $\Rightarrow b_{\min}$ ).

На рис. 2.6 показано сравнение формы теоретического энергетического распределения по Ландау [9] с экспериментальными результатами [10].

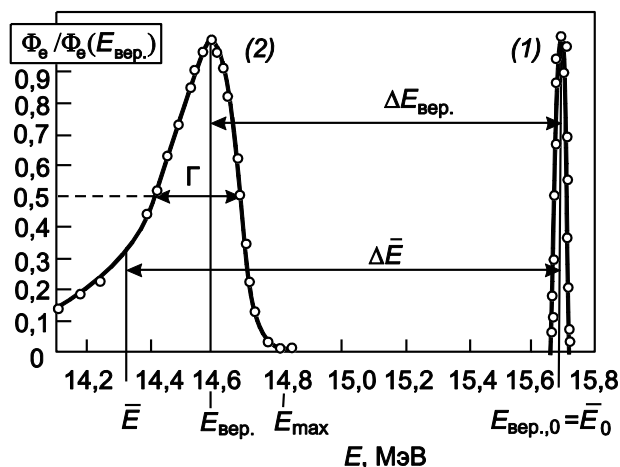


Рис. 2.6. Энергетическое распределение неискаженного пучка бетатрона (1) и электронов, прошедших через слой алюминия толщиной 0,86 г/см<sup>2</sup> (2). Экспериментальные значения показаны точками. Ширина на полувысоте  $\Gamma$  "неискаженного" электронного пучка в основном обусловлена ограниченной разрешающей способностью спектрометра [10]. Кривая 2 приблизительно согласуется с энергетическим распределением, теоретически предсказанным Ландау [9]

В общем, получено хорошее согласие, особенно для материалов с малым атомным номером. Здесь также показаны наиболее важные параметры энергетического распределения:  $E_{\max}$  – максимальная энергия спектра;  $E_{\text{вер.}}$  – наиболее вероятная энергия, соответствующая пику распределения, и  $\bar{E}$  – средняя энергия спектра. Полная ширина энергетического распределения на его полувысоте  $\Gamma$  (полуширина) является мерой разброса энергии в пучке после прохождения через слой вещества. То, что средняя энергия электронов меньше наиболее вероятной энергии, можно видеть и по несимметричному характеру

энергетического распределения (рис. 2.5 и 2.6), обусловленному длинными хвостами со стороны низких энергий.

Теоретическое исследование спектрального распределения частиц за барьером впервые выполнено Ландау. Выводы Ландау базировались на следующих предположениях:

- частицы проходят тонкий слой поглотителя, так что вероятная потеря энергии много меньше первоначальной энергии частицы;
- вероятная потерянная энергия много больше энергии связи электронов атома;
- потери энергии возникают вследствие процессов ионизации и возбуждения, радиационные потери считаются малыми;
- поправка на эффект плотности не учитывается.

Таким образом, теория Ландау справедлива при не очень тонких и не очень толстых мишенях ( $x < 0,1 \cdot R$ , где  $R$  – пробег электронов), так чтобы выполнялось соотношение  $E_{\text{связ.}} \ll \Delta E_{\text{вер.}} \ll E$ .

Выражение для вероятных потерь энергии по Ландау имеет вид:

$$\Delta E_{\text{вер.}} = a \cdot x \cdot \left[ \ln \frac{mv^2 \cdot a \cdot x}{\bar{I}^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 + k - \delta_{\text{пол.}} \right], \quad \text{МэВ}, \quad (2.20)$$

где (по Ландау)  $k = 1,12$ ;  $a = 2\pi \cdot e^4 \cdot NZ / (mv^2) = 0,153 \cdot \rho \cdot Z / (A \cdot \beta^2)$ ;  $x$  – толщина в см;  $\delta_{\text{пол.}}$  – отвечает за поляризацию. Таким образом, вероятная потеря энергии с увеличением толщины  $x$  возрастает несколько быстрее линейной:  $\Delta E_{\text{вер.}} \sim x \cdot \ln x$ .

Полуширина распределения  $\Gamma$  по Ландау для случая моноэнергетических начальных электронов определяется выражением

$$\Gamma = 3,98 \cdot a \cdot x = 0,61 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \beta^{-2} \cdot x, \quad \text{МэВ}. \quad (2.21)$$

В настоящее время имеется достаточно работ, где приведены выражения для вычисления всей кривой спектрального распределения [4].

Теория Ландау в основном была подтверждена экспериментально, однако экспериментальные результаты превышали теоретические расчеты  $\Delta E_{\text{вер. эксп.}} > \Delta E_{\text{вер. теор.}}$  и  $\Gamma_{\text{эксп.}} > \Gamma_{\text{теор.}}$ .

Основные расхождения заключаются в том, что:

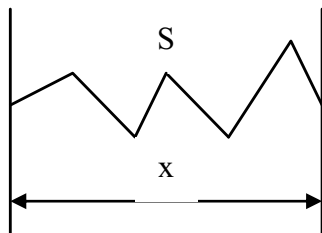
1. Из-за многократного рассеяния истинная длина пути электрона не равна толщине слоя вещества  $S > x$ . Лучшее согласие теории и эксперимента получается при учёте рассеяния по Франку:

$$S = x \cdot \left( 1 + \frac{x}{\lambda} \right); \quad \frac{1}{\lambda} = 2\pi \cdot N \int_0^\pi \sigma(\theta) \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot \sin \theta \cdot d\theta, \quad (2.22)$$

где  $\sigma(\theta)$  – сечение рассеяния электронов на угол  $\theta$ .

2. Необходимо ввести поправки на радиацию (что было сделано Блунк–Вестфаль).
3. Учёт высших приближений, сделанных Блунком и Лейзегангом, которые свелись к учёту редких (близких, резонансных) взаимодействий с большой передачей энергии, приводит к сдвигу спектра в область меньших энергий (влево) при этом полуширина спектра  $\Gamma$  – увеличивается.

Экспериментальные данные о  $\Delta E_{\text{вер.}}$  противоречивы, особенно для малых энергий (из-за рассеяния). Кроме того, в монокристаллах щёлочно-галогидных металлов потери выше, чем в поликристаллических материалах.



Различие между  $\Delta E_{\text{вер. эксп.}}$  и  $\Delta E_{\text{вер. теор.}}$  возрастает с увеличением  $Z$  и с уменьшением энергии  $E$ . Это приводит к тому, что минимальные потери  $dE/dx$  наблюдаются не при энергии  $E = (2-3) \cdot mc^2$ , а при большей  $E \Rightarrow (3-4) \cdot mc^2$ .

Различие в  $dE/dx$  и  $\Delta E_{\text{вер.}}$  между экспериментом и теорией свидетельствует не о несовершенстве теории Бёте–Блоха, а о необходимости правильного

учёта рассеяния. Это можно учесть в задачах, решаемых методом Монте-Карло.

## 2.4. Радиационные потери энергии. Потери энергии на тормозное излучение

При ускоренном движении электроны испускают электромагнитное излучение, которое называют тормозным.

В дополнение к потерям энергии на возбуждение и ионизацию имеются потери энергии, обусловленные испусканием тормозного излучения, получающегося при ускорении электронов в кулоновском поле ядер. Согласно Гайтлеру [8], средняя потеря энергии электрона на 1 см пути, обусловленная тормозным излучением определяется формулой:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} &= N \cdot r_0 \cdot \frac{Z^2}{137} (E_e + mc^2) \cdot \left[4 \ln \frac{2(E_e + mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3}\right] = \\ &= 3,44 \cdot 10^{-4} (E_e + mc^2) \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \rho \cdot \left[4 \ln \frac{2(E_e + mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3}\right], \end{aligned} \quad (2.23)$$

где  $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8176 \cdot 10^{-13}$  – классический радиус электрона.

Следовательно, эти потери энергии увеличиваются пропорционально  $Z^2$  вещества, в то время как потери на ионизацию пропорциональны  $Z$ .

Из курса теоретической физики известно, что потери энергии на излучение  $(dE/dx)_{\text{рад.}}$  (торможение излучением) пропорциональны квадрату ускорения, а для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Поэтому радиационные потери существенны для самых лёгких заряженных частиц – электронов.

Выражения для потерь энергии на радиацию по теории Бёте–Гайтлера, справедливые для малых энергий и высоких:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} = 4\alpha \cdot NZ^2 r_0^2 (E_e + mc^2) \cdot \ln\left(\frac{24}{mc^2} - \frac{1}{3}\right) \quad (\text{малые энергии}) \quad (2.24)$$

$$\text{при } mc^2 < (E_e + mc^2) \ll mc^2 / (\alpha Z^{1/3});$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} = 4\alpha \cdot NZ^2 r_0^2 E_e \cdot \left[\ln(183 \cdot Z^{-1/3}) + \frac{1}{18}\right] \quad (\text{высокие энергии}) \quad (2.25)$$

$$\text{при } (E_e + mc^2) \approx E_e > mc^2 / (\alpha Z^{1/3}).$$

Здесь  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры.

Учёт тормозного излучения на электронах приводит к малой поправке, требующей замены  $Z^2 \Rightarrow Z(Z + \xi) \approx Z(Z + 1)$ ;  $\xi = 1, 2$ . Эта поправка существенна при малых  $Z$ .

При больших энергиях преобладают потери на радиацию. Для относительно малых энергий  $E_e < mc^2$ , радиационные потери не зависят от кинетической энергии электронов, а для  $E_e > mc^2$ , растут пропорционально

энергии  $E_e$ . В то время как потери на ионизацию вначале резко уменьшаются и лишь затем логарифмически растут в релятивистской области в зависимости от  $E_e$ .

Из выражений для ионизационных и радиационных потерь электронов можно получить их отношение в релятивистской области

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад.}}}{(dE/dx)_{\text{ион.}}} \approx \frac{(E_e + m_e c^2) \cdot Z}{1600 \cdot m_e c^2}. \quad (2.26)$$

Можно ввести критическую энергию электронов  $E_{\text{крит.}}$ , при которой ионизационные потери энергии и потери на излучение (радиационные потери) сравнимы. Ниже этой энергии преобладают ионизационные потери, выше – радиационные.

Если энергию измерять в МэВ, и учесть, что  $m_e c^2 = 0,511$  МэВ, то получим

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад.}}}{(dE/dx)_{\text{ион.}}} \approx \frac{E_e \cdot Z}{800}, \quad (2.27)$$

отсюда

$$E_{\text{крит.}} = \frac{800}{Z}. \quad (2.28)$$

В тяжёлых элементах, таких, как *Pb*, радиационные потери преобладают при  $E_e > 10$  МэВ.

Сопоставим потери энергии на ионизацию и радиацию:

$$\begin{aligned} (dE/dx)_{\text{ион.}} &\sim NZ \cdot \ln E_e; \\ (dE/dx)_{\text{рад.}} &\sim NZ^2 \cdot E_e. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Заметим, что важна не только зависимость от  $Z^2$ , но и от плотности атомов в веществе  $N$ , которая уменьшается с  $Z$ . В табл. 2.3 для сравнения приведены данные для вольфрама и свинца.

Таблица. 2.3

Вещество	$Z$	$N$ , атом./см <sup>3</sup>	$NZ^2$
Вольфрам	74	$5,32 \cdot 10^{23}$	$393,7 \cdot 10^{23}$
Свинец	82	$3,30 \cdot 10^{23}$	$270 \cdot 10^{23}$

Видно, что  $NZ_W^2 > NZ_{Pb}^2$ .

Если потери измерять на единицу массовой толщины, т. е. в МэВ·см<sup>2</sup>/г, то

$$ZN = \frac{N_A}{A} \cdot \rho \cdot Z = N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot \rho, \quad (2.30)$$

где  $N_A = 6,0225 \cdot 10^{23}$  атом/моль – число Авогадро. Обычно  $Z/A \approx 0,4 \div 0,5$ , тогда получается, что  $(dE/(\rho \cdot dx))_{\text{рад.}} \sim (Z/A) \cdot Z \cdot E_e$ , т. е. радиационные потери пропорциональны  $Z \cdot E_e$ , а ионизационные потери  $\sim (dE/(\rho \cdot dx))_{\text{ион.}} \sim \ln E_e$ .

### 2.4.1. Радиационная длина

Для электронов с энергией выше критической изменение энергии за счёт радиационных потерь, в зависимости от пройденного в среде расстояния, описывается экспоненциальным законом:

$$E = E_0 \exp(x/x_0). \quad (2.31)$$

Это выражение очень удобно для нахождения энергии за барьером.

Потери энергии на тормозное излучение для электронов с энергией выше критической становятся основным видом потерь. Энергия, теряемая электроном в одном акте, приводящем к тормозному излучению, равна  $h\nu$ , где  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – частота кванта. Полная энергия, потерянная электроном, может излучаться в виде одного кванта большой энергии, либо в виде нескольких квантов меньшей энергии.

На пути, равном радиационной длине, электрон с энергией  $E > E_{\text{крит.}}$  в среднем испускает один квант  $h\nu$  с энергией порядка энергии самого электрона. Расстояние  $x_0$ , на котором энергия электрона в результате радиационного торможения уменьшается в  $e = 2,718$  раз, называется **радиационной длиной**.

Критическая энергия  $E_{\text{крит.}}$  и  $x_0$  (см. табл. 2.4) уменьшаются с увеличением  $Z$  вещества. Данный вопрос подробно рассмотрен Поманским, Довжени и Нейсил (США). Нейсил получил выражения для  $x_0$  (ошибка ~ 1% при  $Z \geq 13$  и 5% при  $Z \leq 6$ )

$$x_0 = \frac{A(1 + 1.4 \cdot 10^{-5} Z^2)}{4\alpha \cdot r_0 \cdot N_A \cdot Z \cdot (Z + 1) \ln(183 \cdot Z^{-1/3})}, \quad (2.32)$$

где  $x_0$  измеряется в  $\text{г/см}^2$ .

### 2.4.2. Угловое и спектральное распределение тормозного излучения

В области малых энергий (десятки кэВ) тормозное излучение **направлено перпендикулярно движению частицы**.

С ростом энергии электрона излучение всё больше ориентируется вперёд, при этом угол вылета квантов тормозного излучения  $\theta$  уменьшается: кванты летят близко к направлению движения частицы (рис. 2.7). Однако строго теоретического излучения вдоль оси при  $\theta = 0^\circ$  нет, даже при больших энергиях. Экспериментально наблюдается максимум излучения в

Таблица 2.4

Значения критической энергии и радиационной длины для разных веществ [1]

Вещество	$E_{\text{крит.}}$ , МэВ	$x_0$ , $\text{г/см}^2$
Водород	340	58
Гелий	220	85
Углерод	103	42,4
Азот	87	38
Кислород	77	34,2
Алюминий	47	23,9
Аргон	34,5	19,4
Железо	24	13,8
Медь	21,5	12,8
Свинец	6,9	5,8
Воздух	83	36,5
Вода	93	35,9

направлении строго вперёд при  $E > 2$  МэВ. Это обусловлено большим сечением рассеяния электронов в мишени, так, что частицы всё время движутся под некоторым углом к направлению оси пучка.

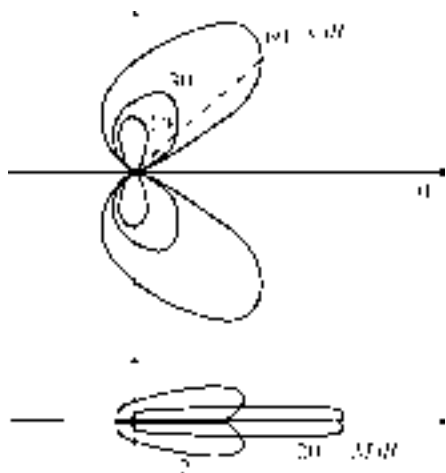


Рис. 2.7. Угловое распределение тормозного излучения

Угловое распределение подсчитывают по формулам Шиффа [5], которые очень громоздки. В области высоких энергий, угол, в котором сосредоточена основная доля тормозного излучения, достаточно мал. Например, для синхротрона «Сириус» угол равен

$$\bar{\theta} = \frac{mc^2}{E} = \frac{0,511}{1000} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \approx 0,03^\circ.$$

**Спектр излучения.** Тормозное излучение имеет сложный (Шиффовский) спектр – энергия фотонов, излучаемых в элементарном акте  $h\nu$ , лежит в пределах от 0 до  $h\nu_{\text{max}}$ :

$$\nu_{\text{max}} = E_e/h, \quad (2.33)$$

где  $E_e$  – энергия электронов.

Однако квантов с максимальной энергией мало, но много квантов с малой энергией, так что эффективная энергия излучения – энергия монохроматического излучения, которое ослабляется так же, как рассматриваемое спектральное распределение при заданной максимальной энергии – обычно  $\sim$  равна 1/3 от  $E_{\text{max}}$ .

Вид спектрального распределения (рис. 2.8) зависит от  $E$ , но не зависит от  $Z$ . В области низких энергий на сплошной спектр накладываются линии  $K$ -,  $L$ - и другие характеристические излучения.

Торможение электронов используют для получения интенсивных потоков  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Кванты с энергией выше 1,02 МэВ могут образовывать электрон-позитронные пары. Таким образом, образуются электронно-фотонные ливни.

Т. к. электроны испытывают редкие столкновения с большой передачей энергии, то флуктуации в потерях энергии на тормозное излучение весьма велики. В распределении Ландау флуктуации радиационных потерь уширяют низкоэнергетическую часть спектра.

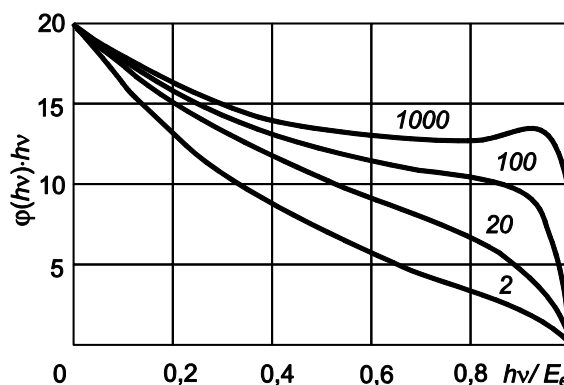


Рис. 2.8. Энергетическое распределение интенсивности тормозного излучения, испускаемого электронами с различной энергией (в единицах  $mc^2$ ) при торможении в тонкой свинцовой мишени [2]



Суммарные потери энергии на радиацию зависят от начальной энергии электронов (табл. 2.5). Для произвольного значения энергии электронов  $E$  и  $Z$  мишени оценку энергии электронов  $\eta_k$ , конвертируемой в тормозное излучение, можно сделать по формуле [4]:

$$\eta_k \approx \frac{3 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot (E/mc^2)}{1 + 3 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot (E/mc^2)}. \quad (2.34)$$

при  $(E/mc^2) \leq 5$ , формула значительно упрощается

$$\eta_k \approx 3 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot (E/mc^2). \quad (2.35)$$

Таблица 2.5  
Доля энергии электронов, конвертируемой в тормозное излучение в вольфрамовой мишени

$E$ , МэВ	0,1	1	50	600
$\eta_k$ , %	0,7	7	60	94

Выход тормозного излучения растёт с  $E$  и  $Z$ , поэтому защиту от  $\beta$ -излучений, излучения электронов, необходимо выполнять из веществ с малым  $Z$ : ПММА – полиметилметакрилата (оргстекла, плексигласа),  $AL$ ,  $C$  – графита.

Пример: свинцовый домик для лабораторных работ, облицован изнутри алюминием.

### 2.4.3. Полные потери энергии

Полные потери энергии заряженной частицы складываются из ионизационных и радиационных потерь (при ультрарелятивистских энергиях добавляются потери на ядерные реакции)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{иониз.} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{радиация}. \quad (2.36)$$

Для электронов зависимость  $\frac{dE}{dx}(E, Z)$  имеет вид, представленный на рис 2.9.

Видно, что:

- потери линейно растут с  $E$  для всех  $Z$ , после минимума;
- потери почти одинаковы для всех материалов при  $E \approx 5 \div 6$  МэВ. Этот факт может быть использован для определения толщины материалов с помощью электронов, а для химического анализа энергия электронов  $E$  должна быть больше или меньше этого интервала ( $5 \div 6$  МэВ).

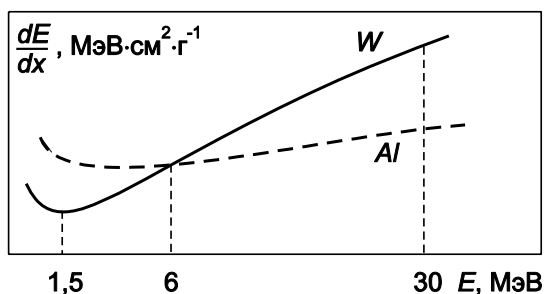


Рис. 2.9

В реальном барьере потери будут больше, вследствие многократного рассеяния электронов.

## 2.5. Рассеяние заряженных частиц

Заряженные частицы, проходящие через вещество, теряют свою энергию и отклоняются от своего первоначального направления: они рассеиваются. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами и орбитальными электронами приводит к изменению направления движения частицы и её энергии.

Вещество, через которое проходят заряженные частицы, претерпевает некоторое изменение: часть атомов возбуждается, ионизируется, а также происходят и другие вторичные процессы.

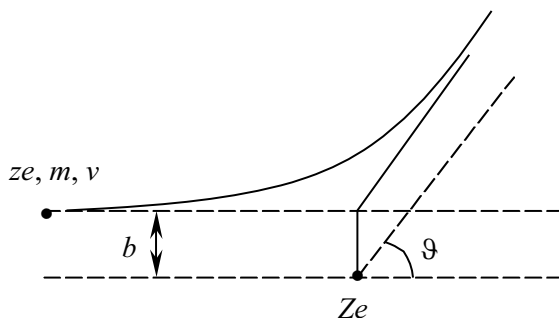


Рис. 2.10. Рассеяние заряженной частицы

Необходимо сразу отметить, что *рассеяние электронов и тяжёлых заряженных частиц несколько отличается своим поведением.*

Тяжёлая заряженная частица с энергией 1÷100 МэВ и более, в каждом акте взаимодействия с атомными электронами теряет

лишь малую долю своей энергии. Пучок моноэнергетических частиц, проходя через вещество, практически не меняет своей интенсивности вплоть до конца пробега.

В результате взаимодействия с атомными электронами заряженная частица изменяет направление своего движения (рис. 2.10). В единичном акте взаимодействия угол отклонения мал, статистическое сложение при большом числе столкновений с атомными электронами приводит к тому, что параллельный пучок, пройдя некоторую толщину вещества, становится расходящимся пучком.

Электроны, проходя через вещество, теряют энергию главным образом на ионизацию и возбуждение атомов среды и на тормозное излучение. В каждом акте взаимодействия падающего электрона с атомными электронами существует большая вероятность потерять существенную долю своей энергии и выбыть из пучка, вследствие рассеяния на большой угол.

**Рассеяние тяжёлых заряженных частиц.** Вероятность рассеяния заряженных частиц (тяжёлых и электронов) на ядре или атомных электронах описывается формулой Резерфорда. Дифференциальное сечение рассеяния для случая, когда масса налетающей частицы много меньше массы ядра ( $m_{\text{част.}} \ll M_{\text{ядра}}$ ) имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot mv^2} \right)^2 \frac{1}{4 \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \quad (2.37)$$

Это выражение определяет вероятность рассеяния на угол  $\vartheta$  в телесном угле  $d\Omega = 2 \cdot \pi \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta$ , причем  $d\sigma = 2 \cdot \pi \cdot b db$  ( $b$  – прицельный параметр).

Сечение рассеяния на угол больше  $\vartheta_1$ , находим интегрированием от  $\vartheta_1$  до  $\pi$

$$\sigma = \pi \cdot \left( \frac{Z \cdot z \cdot e^2}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot m \cdot v^2} \right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{\sin^2(\vartheta_1/2)} - 1 \right], \quad (2.38)$$

где  $m$  – масса налетающей частицы,  $v$  – скорость,  $Z$  – заряд ядра.

Рассматривая выражение (2.37), легко видеть:

1.  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim z^2 \sim Z^2 \sim \frac{1}{(mv^2)^2}$ , что означает: с ростом потерь энергии, т. е.

при замедлении частиц, рассеяние возрастает, так что пучок имеет расходящуюся форму;

2.  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}$  – с ростом угла (рассеяния) вероятность рассеяния

падает довольно резко.

Формула Резерфорда даёт верный результат, совпадающий с практическими результатами, лишь для углов не слишком малых и не слишком больших. Пример: при  $\vartheta \rightarrow 0$  ( $d\sigma/d\Omega$ )  $\rightarrow \infty$ , что неверно.

Отклонение экспериментальных результатов от теории Резерфорда объясняется конечными размерами ядра и экранированием ядра атомными электронами.

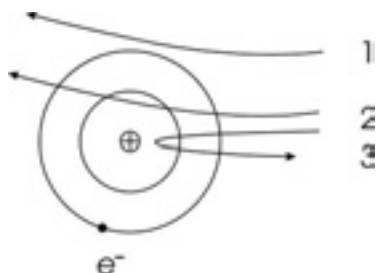


Рис. 2.11. Возможные случаи столкновения частицы с атомом

Возможны 3 случая столкновений частицы с атомом (рис. 2.11), когда прицельное расстояние  $b$  имеет следующие значения:

1.  $b > r_{\text{атом}}$  – прицельный параметр больше радиуса атома;
2.  $r_{\text{атом}} > b > r_{\text{ядр.}}$  – меньше радиуса атома, но больше радиуса ядра;
3.  $b \approx r_{\text{ядр.}}$  – прицельный параметр примерно равен радиусу ядра.

В первом случае должно быть учтено экранирование поля ядра полем атомных электронов, что приводит к постоянной величине ( $d\sigma/d\Omega$ ) на малых углах.

Во втором случае – экранированием можно пренебречь, в этой области формула Резерфорда очень верна!

В третьем случае должны быть учтены конечные размеры ядра, что приводит к более быстрому уменьшению сечения рассеяния на большие углы.

Учёт экранирования состоит в замене кулоновского потенциала другим, более быстро спадающим с некоторого радиуса  $a$ , называемого радиусом экранирования. Пример:

$$U_r = \frac{z \cdot Z \cdot e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \text{ если } r > a, \text{ то } U_r \text{ быстро убывает.}$$

По Бору – радиус экранирования  $a_B = a_0 (z^{2/3} + Z^{2/3})^{-1/2}$ , где  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см – боровский радиус атома водорода. По Томасу–Ферми – радиус экранирования  $a_{Т.Ф.} = 0,885 a_0 = 0,468 \cdot 10^{-8}$  см.

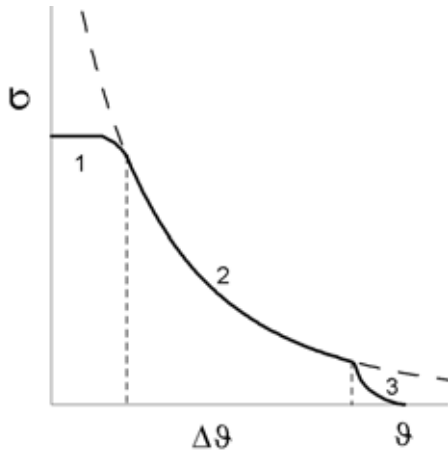


Рис. 2.12. Учет экранирования (1) и конечных размеров ядра (3); 2 – область применимости формулы Резерфорда

Экспериментальные данные показывают, что интервал углов  $\Delta\vartheta \approx 2 \div 30^\circ$  представляет область надёжной работы формулы Резерфорда (рис.2.12).

Справедливость формулы Резерфорда для рассеяния тяжёлых частиц проверялась многократно и в основном подтверждалась. Сечение зависит по кулоновскому закону от энергии до некоторой величины, а далее резко падает. Это обусловлено близким подходом частиц высоких энергий к ядру (малые прицельные параметры) и влиянием ядерных сил (нарушение закона Кулона). **Ядерный характер**

атома проявляется и для лёгких ядер, когда сечение сложным образом зависит от угла рассеяния. Этот эффект используется для изучения структуры ядра.

**Рассеяние электронов.** Вследствие малой массы электроны легко отклоняются в поле ядра (или атомных электронов) и часто подвергаются упругому рассеянию атомными ядрами.

Упругое рассеяние (когда выполняется закон сохранения энергии налетающей частицы и ядра отдачи) может быть грубо разделено на четыре класса [8]:

- однократное рассеяние;
- кратное рассеяние (число столкновений  $1 \div 20$ );
- многократное рассеяние (число столкновений больше 20);
- диффузия.

**Однократное рассеяние** описывается примерно такой же формулой (как формула Резерфорда) и для неё справедливы все последующие замечания. Дифференциальное сечение с релятивистской поправкой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2}{4} \left( \frac{e^2}{m_0 c^2 \cdot 4 \pi \cdot \epsilon_0} \right)^2 \cdot \left( \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right) \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (2.39)$$

**Замечание.** При рассеянии электронов всегда испускается тормозное излучение, так что, строго говоря, процесс рассеяния не совсем является

*упругим*. Максимум интенсивности излучения лежит в инфракрасной области спектра. Поправка на это излучение очень мала при малых  $E$  и  $\vartheta$  [4].

Более точной является формула Мотта, в которой учтена тождественность частиц. Вид сечения Мотта довольно громоздок [4]. Сечение рассеяния Мотта  $\sigma_M$  можно представить через сечение Резерфорда  $\sigma_R$

$$\sigma_M = \sigma_R \cdot R_M, \quad (2.40)$$

где  $R_M = R_M(Z, E, \vartheta)$  – множитель Мотта, сложная функция, представляется в виде рядов. Часто используется  $R_M$  в виде, данном Мак–Кинли и Фешбахом [4]

$$R_M = 1 - \beta^2 \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \pi \cdot \beta \cdot \left( \frac{Z}{137} \right) \cdot \left( 1 - \sin \frac{\vartheta}{2} \right) \cdot \sin \frac{\vartheta}{2}. \quad (2.41)$$

Здесь второй член обуславливает уменьшение сечения рассеяния на большие углы (назад), третий член – линейное возрастание сечения с увеличением  $Z$ .

В целом  $\sigma_M < \sigma_R$  при больших углах и малых  $Z$ . Для средних углов и больших  $Z$  сечение рассеяния Мотта  $\sigma_M > \sigma_R$ .

Учёт экранирования производится введением ещё одного множителя  $q(\vartheta)$ , так что

$$\sigma_\vartheta = \sigma_M \cdot q(\vartheta), \quad (2.42)$$

где  $q(\vartheta)$  – сложная функция (например, по Мольеру) [4].

Приведённые сечения рассеяния позволяют вычислить средний угол отклонения частицы и среднюю потерю энергии на единице пути в результате упругих столкновений.

При прохождении заряженной частицы в веществе происходит большое число отклонений на малые углы. Угол результирующего отклонения является статистической суммой малых углов в индивидуальных актах рассеяния:

$$\langle \vartheta^2 \rangle_N = \sum_{i=1}^N \overline{\vartheta_i^2},$$

и частица после прохождения некоего слоя толщиной  $t$  будет иметь некоторое распределение по углам  $p(\vartheta)$ . Распределение  $p(\vartheta)$  обладает азимутальной симметрией и с хорошей точностью при большом числе столкновений описывается функцией Гаусса (*нормальное распределение*)

$$p(\vartheta) d\vartheta = 2 \cdot \vartheta \cdot \exp\left(-\frac{\vartheta^2}{D_\vartheta}\right) \cdot \frac{d\vartheta}{D_\vartheta}, \quad (2.43)$$

где  $D_\vartheta$  – (дисперсия) средний квадрат угла при прохождении частицей пути  $t$ . Величина  $D_\vartheta$  – определяется через формулу Резерфорда

$$D_{\vartheta} = \langle \vartheta^2 \rangle = \int_{\vartheta_{\min}}^{\vartheta_1} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot N \cdot t \cdot \vartheta^2 \cdot d\Omega, \quad (2.44)$$

где  $\vartheta_{\min}$  – определяется эффектом экранирования заряда ядра электронной оболочкой;  $N$  – число атомов в единице объёма.

**Множественное рассеяние** характеризуется средним квадратом полного угла отклонения  $\langle \vartheta^2 \rangle$ .

Вычисление дисперсии  $\langle \vartheta^2 \rangle$  значительно упрощается, если разумно выбрать пределы интегрирования. Детальная сторона множественного рассеяния весьма сложна, поэтому приведём основные результаты.

Для тонкого поглотителя средний квадрат угла отклонения равен [1]

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{8 \cdot \pi \cdot z^2 \cdot Z_{\text{ср.}}^2 \cdot e^4 \cdot t \cdot N}{v^2 \cdot p^2} \cdot \ln \frac{a_0 \cdot v \cdot p}{2 \cdot Z_{\text{ср.}}^{4/3} \cdot z \cdot e^2}, \quad (2.45)$$

где  $p$  – импульс частицы;  $a_0 = (\hbar^2 / m_e \cdot e^2) = 5,29 \cdot 10^{-13}$  см – боровский радиус;  $Z_{\text{ср.}}$  – атомный номер вещества (средний номер атомов вещества).

Угол отклонения сильно растёт с увеличением атомного номера элементов входящих в состав поглощающего вещества. В классическом случае –  $vp = mv^2$ , в релятивистском случае –  $vp \approx cp \approx E$  и тогда

$$\langle \vartheta^2 \rangle \sim Z_{\text{ср.}}^2 / E^2. \quad (2.46)$$

Для свинца и для воздуха [1]

$$\langle \vartheta^2 \rangle_{\text{Pb}} \approx \frac{6 \cdot 10^8 \cdot t}{E^2}; \quad (2.47)$$

$$\langle \vartheta^2 \rangle_{\text{возд.}} \approx \frac{7 \cdot 10^3 \cdot t}{E^2},$$

где энергия  $E$  измеряется в кэВ,  $t$  – в см.

Вследствие множественного рассеяния действительная длина пути частицы в слое поглотителя (пробег) может значительно превышать толщину слоя. Особенно сильно этот эффект проявляется для лёгких частиц, проходящих через вещество с большим атомным номером  $Z$ .

Можно вычислить среднюю потерю энергии на единице пути заряженной частицей в результате

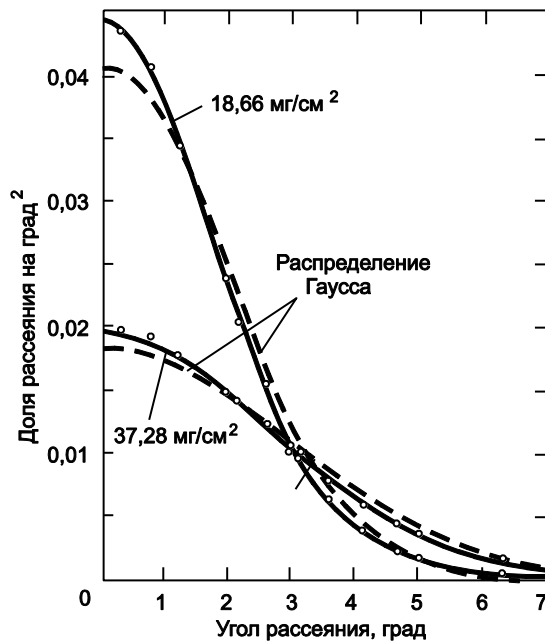


Рис. 2.13. Угловое распределение при множественном рассеянии электронов с энергией 15,7 МэВ, прошедших через золотые фольги толщиной 18,66 и 37,28 мг/см² [8]

упругих столкновений, для этого необходимо сечение упругого рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  умножить на потерю энергии при одном столкновении  $\Delta E(\vartheta)$  и

проинтегрировать по всем возможным углам рассеяния. Потерю энергии при одном столкновении  $\Delta E(\vartheta)$  можно найти из закона сохранения энергии и импульса.

Если сравнить потери энергии частицы в результате упругих столкновений с ядрами с потерями на ионизацию, то увидим, что роль упругих столкновений растёт с увеличением массы заряженной частицы и атомного номера вещества  $Z$  (в основном за счёт увеличения потенциала ионизации  $\bar{I}$ ).



Рис. 2.14. Нормальная толщина  $d_n$  и толщина обратной диффузии  $d_r$  для случая нормального падения. Экспериментальные точки приведены для  $Al$  [8]

### Основные результаты из рассмотрения упругого рассеяния электронов.

Если толщина слоя  $t$  очень мала,  $t \ll 1/(\sigma \cdot N)$ , где  $\sigma$  – эффективное сечение,  $N$  – число рассеивающих атомов в  $1\text{см}^3$ , то имеем однократное рассеяние. Почти все рассеивание обуславливается только одним ядром. Следует иметь в виду, что эффективное сечение рассеяния электронов ядрами очень сильно уменьшается с увеличением угла рассеяния, так что приведенное соотношение для толщины слоя имеет резко выраженную

зависимость от угла рассеяния.

Для больших толщин  $t \sim 1/(\sigma \cdot N)$  получаем кратное рассеяние, т. е. становится заметной вероятность того, что данный угол рассеяния обязан нескольким однократным актам рассеяния.

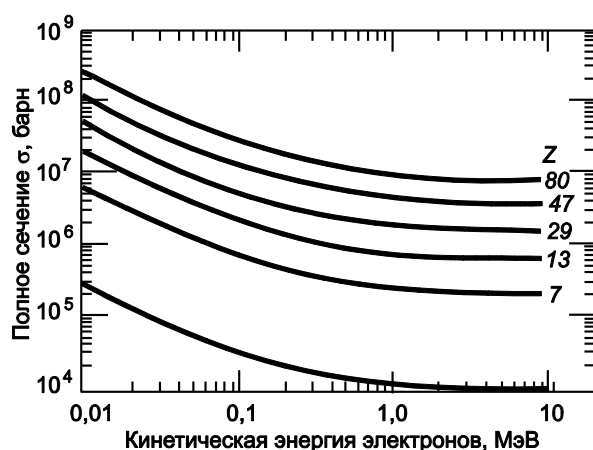


Рис. 2.15. Полное сечение рассеяния  $\sigma$  на различных атомных ядрах [4]

Когда толщина становится столь большой, что среднее число актов рассеяния начинает превышать  $\sim 20$  – имеем многократное рассеяние (рис. 2.13). Угловое распределение рассеянных электронов является практически гауссовым (нормальным) до тех пор, пока средний угол рассеяния  $\bar{\vartheta} \leq 20^\circ$ .

Для ещё больших толщин  $t \gg 1/(\sigma \cdot N)$ , угловое распределение принимает вид

$\sim \cos^2 \vartheta$ . Средний угол рассеивания достигает максимального

значения  $\bar{\vartheta} \approx 33^\circ$  и остаётся постоянным при дальнейшем увеличении толщины (полная диффузия). Электроны выходят из слоя также и со стороны падающего пучка (вторичные или обратно рассеянные). Насыщение наступает при определённой толщине называемой толщиной насыщения обратного рассеяния. На рис. 2.14 показана зависимость нормальной толщины  $d_n$  (толщина, при которой угловое распределение начинает следовать закону  $\sim \cos^2 \vartheta$ ) и толщины обратной диффузии  $d_r$  (толщины, соответствующей насыщению обратного рассеяния) от энергии первичных электронов для случая нормального падения.

Значения полных сечений упругого рассеяния показано на рис. 2.15. Сечения рассчитаны в борновском приближении по формуле Мотта с учетом экранирования по модели Хартри. Полное сечение растёт с  $Z$  (на несколько порядков), убывает с  $E$  (при  $E < 1$  МэВ), слабо меняется в области  $1 \div 10$  МэВ.

Упругое рассеяние преобладает над неупругим рассеянием при больших углах рассеивания. В области малых углов  $\sigma_{\text{неупруг.}} > \sigma_{\text{упруг.}}$ . Однако, в области сотен МэВ неупругое рассеяние может резко возрасти, этот факт используется для зондирования ядер.

## 2.6. Соотношение пробег – энергия

Путь тяжёлых заряженных частиц в веществе практически прямолинеен, а разброс путей невелик, поэтому в таком случае говорят о длине пробега заряженных частиц в веществе. Однако некоторые частицы в результате ядерного, или кулоновского взаимодействия с ядром могут резко изменить направление своего движения, или даже поглотиться ядром.

Вычислим длину пробега частицы и связь её с энергией (без учёта кулоновского и ядерного взаимодействия частиц с ядром).

Зная зависимость тормозной способности вещества от энергии частицы, можно вычислить длину пробега частицы, замедлившейся от начальной энергии  $E_0$  до конечной энергии  $E_1$ . Длину пробега частицы с зарядом  $z$  и массой  $M$  в веществе с атомным номером  $Z$  можно записать в виде [2]

$$R_{z,M} = - \int_{E_1}^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \frac{m \cdot (4\pi \cdot \varepsilon_0)^2}{4 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot z^2 N Z} \cdot \int_{E_1}^{E_0} \frac{v^2 dE}{B(v)}, \quad (2.48)$$

где из формулы Бете для тормозной способности вещества:

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

В нерелятивистском случае, при  $\beta^2 \ll 1$ ,  $dE = Mv dv$ , отсюда получаем

$$R_{z,M} = \frac{Mm(4\pi \cdot \varepsilon_0)^2}{4\pi \cdot e^4 z^2 N Z} \cdot \int_{v_1}^{v_0} \frac{v^3 dv}{\ln(2mv^2/I)}. \quad (2.49)$$



Из формулы (2.49) видно, что при замедлении скорости частицы от  $v_0$  до  $v_1$  длина их пробега является функцией скорости, а коэффициент пропорциональности содержит характеристики частицы  $M/z^2$  и характеристики среды  $NZ$ . Поэтому отношение длин пробегов различных частиц с одинаковыми начальными и конечными скоростями определяется как

$$\frac{R_{z_1 M_1}}{R_{z_2 M_2}} = \frac{M_1 \cdot z_2^2}{M_2 \cdot z_1^2} = \left( \frac{M_1}{M_2} \right) \cdot \left( \frac{z_2^2}{z_1^2} \right). \quad (2.50)$$

Вычисление по выражению (2.49) возможно только до ограниченного значения  $v_1 \neq 0$ , пока справедлива формула Бете. Для полных пробегов частиц выражение (2.50) не годится, поскольку поведение частицы при малых скоростях различно, но поправка незначительна.

Так, длины пробегов протонов и  $\alpha$ -частиц с одинаковыми начальными скоростями связаны соотношением:

$$R_p = 1,007 R_\alpha - 0,20, \quad (2.51)$$

где  $R_p$  и  $R_\alpha$  – пробеги протонов и  $\alpha$ -частиц (в см) в воздухе при нормальном давлении и температуре.

Для оценки пробегов протонов в воздухе (в см) при нормальных условиях, в интервале энергий от нескольких МэВ до 200 МэВ, справедлива следующая приближенная формула [3]:

$$R_p = 1,8 \cdot (E_p)^{1,8}. \quad (2.52)$$

*Длина пробега заряженных частиц, выраженная в г/см<sup>2</sup>, увеличивается с ростом атомного номера вещества.* Это связано с тем, что с ростом атомного номера вещества уменьшается количество электронов в 1 г этого вещества. С другой стороны, с ростом  $Z$  увеличивается и средний потенциал ионизации, что приводит к уменьшению тормозной способности вещества. Пример: Длина пробега протонов с энергией 10 МэВ в *Pb* составляет 0,34 г·см<sup>-2</sup>, в *Cu* – 0,21 г·см<sup>-2</sup>, в воздухе – 0,15 г·см<sup>-2</sup> и в водороде – 0,055 г·см<sup>-2</sup>.

Отношение длин пробегов заряженных частиц в газах при одинаковых давлениях определяются числом электронов в молекуле газа

$$\frac{R_{\text{газ 1}}}{R_{\text{газ 2}}} \sim \frac{1/NZ_1}{1/NZ_2}. \quad (2.53)$$

**Интересный момент:**  $dE/dx \approx f(S_{\text{путь}})$  – чем больше путь, тем меньше скорость и больше удельные потери. *Наибольшая плотность ионизованных и возбуждённых атомов наблюдается в конце пробега частицы.*

### 2.6.1. Флуктуации длин пробегов

При измерении длины пробегов частиц с одинаковой энергией оказывается, что они несколько различны. Это связано с тем, что при

замедлении потери энергии частицей имеют статистический характер. Кроме того, в результате упругого рассеяния частиц ядрами, проекции их путей на выбранное направление различны. Из-за рассеяния действительная длина пути частицы в слое поглотителя может существенно превышать толщину слоя.

Разброс длин пробегов частиц можно измерить, например, регистрируя число частиц, прошедших различные толщины вещества (кривая пропускания, рис. 2.16). Если измеренное распределение продифференцировать, то получим распределение пробегов вблизи средней величины, которое хорошо описывается законом Гаусса

$$p(R)dR = \exp\left[-\frac{(R - \bar{R})^2}{2D_R}\right] \frac{dR}{\sqrt{2\pi \cdot D_R}}, \quad (2.54)$$

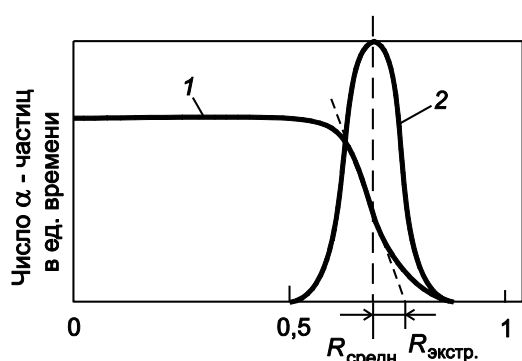


Рис. 2.16. Кривая пропускания для тонкого источника моноэнергетических α-частиц: 1 – интегральная кривая; 2 – дифференциальная кривая

где  $D_R$  – дисперсия распределения  $p(R)$ . Для пробегов протонов в воздухе при  $R = 3$  см, среднеквадратическое отклонение равно  $\Delta R/R \approx 2\%$ , при  $R = 10^3$  см –  $\Delta R/R \approx 1,4\%$  и т. д.

Упругие кулоновские взаимодействия заряженных частиц с ядрами растут с увеличением атомного номера ядер среды, поэтому для вещества с большим атомным номером  $Z$  разбросы длин пробегов больше (пологие спады).

Сравнительно небольшие флуктуации в длинах пробегов заряженных частиц позволяют определять энергии частиц по измеренным длинам пробегов.

Пробег обычно характеризуют его средним значением. Кроме того, для кривой пропускания (ослабления) вводят понятие – *экстраполированный пробег*. Этот пробег ( $R_{экстр.}$ ) находят, экстраполируя наклонный участок кривой ослабления до пересечения с осью абсцисс (или с прямой, соответствующей уровню фона).

### 2.6.2. Некоторые формулы зависимости пробегов частиц от энергии

Для α-частиц с кинетическими энергиями в интервале 2,5–20 МэВ пробег (в см) в воздухе при нормальных условиях может быть описан следующим соотношением [11]:

$$R_\alpha = 0,31E^{3/2}. \quad (2.55)$$

Если известен пробег  $R_\alpha$  α-частицы в воздухе, то пробег α-частицы в других материалах с атомным весом  $A$  и плотностью  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) можно оценить по формуле [11]

$$R_{\alpha, A} = 3,2 \cdot 10^{-4} \cdot R_{\alpha} \cdot A^{1/2} / \rho, \text{ см.} \quad (2.56)$$

Пробег заряженной частицы в веществе удобно измерять в  $\text{г/см}^2$ . Выраженный таким образом пробег практически мало зависит от природы вещества (число электронов в 1г вещества, определяемое соотношением  $Z/A \approx n_e$  меняется от 0,5 для гелия до 0,4 для урана).

Для других тяжёлых заряженных частиц, например, для протонов той же скорости, пробег в  $\text{г/см}^2$  выражается формулой [1]

$$R_p(v) = \frac{M_p \cdot Z_{\alpha}^2}{M_{\alpha} \cdot Z_p^2} \cdot R_{\alpha}(v) - C, \quad (2.57)$$

где  $C$  учитывает процессы захвата и потери электронов при малых энергиях (для частиц с одинаковым зарядом  $C=0$ ).

### 2.6.3. Потери энергии осколками деления. $\delta$ -Электроны

Кроме  $\alpha$ -частиц и протонов, существуют и другие тяжёлые заряженные частицы. Наиболее распространёнными из них являются, так называемые, осколки ядер – элементы с массовыми числами от 70 до 160.

Осколки деления ядер нейтронами с не очень большими энергиями (<20 МэВ) образуют две группы со средними массовыми числами 95 и 140 и зарядами 38 и 54 (рис. 2.17). Средняя энергия лёгких осколков около 100 МэВ, а тяжёлых – 65 МэВ. Сразу же после деления лёгкий осколок имеет заряд  $+20e$ , а тяжёлый  $+22e$ . Средняя длина пробега лёгких осколков деления в воздухе – 2,7см. тяжёлых – 2,1см.

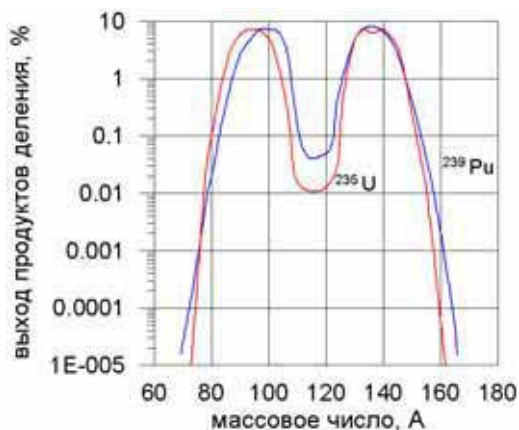


Рис. 2.17. Полные выходы продуктов деления, образующихся при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами

Процесс торможения осколков деления в среде отличается от торможения в среде таких частиц, как  $\alpha$ -частицы и протоны, **поскольку осколки деления в процессе торможения непрерывно изменяют свой заряд.** Это приводит к тому, что **удельные ионизационные потери энергии  $dE/dx$  имеют наибольшее значение в начале пробега осколков и непрерывно уменьшаются с потерей энергии осколками.** (Для протонов и  $\alpha$ -частиц ионизационные потери наибольшие в конце пробега).

При торможении тяжёлых заряженных частиц в каждом ионизационном столкновении 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, называются  $\delta$ -электроны.** Максимальная энергия  $\delta$ -электронов равна  $E_{\delta \text{ max}} = 4m_e E/M$ .

## 2.6.4. Длина пробега электронов

Строгое теоретическое рассмотрение прохождения электронов через толстые слои вещества очень сложно из-за многократного рассеяния и потерь энергии. Когда быстрый электрон входит в вещество, то вначале рассеяние на большие углы маловероятно. В результате ионизационных и радиационных потерь энергия электронов уменьшается, и всё большее значение приобретает рассеяние на большие углы.

В принципе рассеяние электронов и тяжёлых частиц, обладающих одинаковой энергией, в одном акте примерно одинаково. Однако, вследствие того, что пробег электронов в веществе много больше пробега протона, большие углы рассеяния наблюдаются чаще для лёгких частиц, чем для тяжёлых.

Для грубой оценки

$$\sqrt{\theta^2} \approx \frac{Z_{\text{ср.}}}{E_{\text{кин.}}} \quad (2.58)$$

Для электронов так же, как и для более тяжелых заряженных частиц, истинную длину пробега частицы можно найти по длине следа на фотографической пластинке или в камере Вильсона.

Поскольку при прохождении электронов через вещество средний угол отклонения возрастает с увеличением пройденного пути, то электрон после множества актов рассеяния как бы забывает о своём первоначальном направлении и перемещение электронов можно далее рассматривать как диффузию (рис. 2.18).

Кривые поглощения электронов несколько отличаются от подобных кривых для тяжёлых частиц и имеют вид, представленный на рис. 2.19.



Рис. 2.19. Кривые поглощения моноэнергетических электронов в Al [8]: 1 – 0,412; 2 – 0,727; 3 – 1,011; 4 – 1,370; 5 – 1,696 МэВ

абсцисс (или с уровнем фона).

Экстраполированная длина пробега моноэнергетических электронов линейно связана с энергией электронов. Здесь имеется множество



Рис. 2.18. Иллюстрация диффузного рассеяния тонкого моноэнергетического электронного пучка с энергией 6,45 МэВ в ПММА

Для моноэнергетических электронов распределение поглощённых электронов представлено семейством кривых. По этим кривым трудно определить длину пробега электронов в веществе, поэтому используют *экстраполированную длину пробега*, как продолжение спадающего линейного участка кривой до пересечения с осью

эмпирических соотношений, справедливых в определённом интервале энергий. Очень грубо экстраполированный пробег (в г/см<sup>2</sup>) связан с энергией (в МэВ) при  $E > 1$  МэВ простым соотношением

$$R \approx 0,5 \cdot E. \quad (2.59)$$

Более точное выражение, линейно связывающее пробег с энергией (поглотитель – Al) и справедливое в интервале энергий  $0,6 < E < 12$  МэВ, приводится в [8]

$$R = 0,526 \frac{E}{\text{МэВ}} - 0,094 \quad (\text{г/см}^2). \quad (2.60)$$

Для  $\beta$ -спектров кривые ослабления (поглощения) имеют экспоненциальный характер (рис. 2.20). Простая экстраполяция здесь уже не подходит, поэтому здесь граничную энергию  $\beta$ -спектра находят исходя из максимального пробега  $\beta$ -частиц, после вычитания фона (на уровне  $1 \div 2\%$ ). Здесь также имеется ряд эмпирических выражений, связывающих максимальный пробег  $R_\beta$  (в поглотителе – Al) и граничную энергию  $E_M$   $\beta$ -спектра [8]:

$$R_\beta = 0,543 E_M - 0,160 \quad \text{г/см}^2; \quad E_M > 0,8 \text{ МэВ} \quad | \text{Физер} |, \quad (2.61)$$

$$R_\beta = 0,542 E_M - 0,133 \quad \text{г/см}^2; \quad E_M > 0,8 \text{ МэВ} \quad | \text{Гленденин} |, \quad (2.62)$$

$$R_\beta = 0,407 E_M^{1,38}; \quad 0,15 < E_M < 0,8 \text{ МэВ} \quad | \text{Гленденин} |,$$

$$R_\beta = 0,11 \cdot (\sqrt{1 + 22,4 \cdot E_M^2} - 1); \quad 0 < E_M < 3 \text{ МэВ} \quad | \text{Фламмерсфельд} |, \quad (2.63)$$

$$R_\beta = 0,571 E_M - 0,161; \quad E_M > 1,0 \text{ МэВ} \quad | \text{Блейлер, Цюнти} |, \quad (2.64)$$

Однако точное определение максимальных пробегов  $R_\beta$  представляет большие трудности и применимо лишь для простых  $\beta$ -спектров.

### 2.6.5. Распределение остановившихся электронов

В процессе прохождения через вещество электроны постоянно теряют свою энергию, уменьшая её значение до тепловой энергии.

Максимальная энергия, которую может потерять электрон при соударении с атомом массой  $M > m_e$ , равна

$$E_{\max} = 4m_e E / M, \quad (2.65)$$

это по сути дела максимальная энергия, переданная  $\delta$ -электронам. Средняя энергия, которую электрон теряет в одном соударении

$$\overline{\Delta E} = 2m_e E / M. \quad (2.66)$$

Энергия электрона  $E$  изменяется от начальной энергии  $E_0$  до тепловой

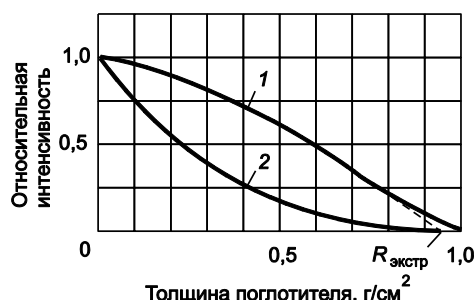


Рис. 2.20. Кривая ослабления для моноэнергетических электронов (1) и  $\beta$ -спектра (2) с максимальной энергией 1,9 МэВ [1]

энергии, равной  $kT$ . Полное число соударений, при которых энергия электрона уменьшается от  $E_0$  до  $kT$ , равно [1]

$$k = \int_{kT}^{E_0} \frac{dE}{\Delta E} = \frac{M}{2m_e} \int_{kT}^{E_0} \frac{dE}{E} = \frac{M}{2m_e} \ln \frac{E_0}{kT}. \quad (2.67)$$

Наряду с рассеянием на атомах и нейтральных примесях, электроны могут терять энергию на неупругие соударения (молекулярные газы и кристаллы).

Чем больше масса атома, тем меньшая энергия может быть передана в одном соударении  $k \sim M$ .

В результате взаимодействия излучения с веществом электронам среды передаётся некоторая энергия. Если эта энергия больше определенной величины, то в свою очередь образовавшиеся электроны возбуждают и ионизируют среду. Этот обмен энергии продолжается до тех пор, пока энергия образующихся вторичных и третичных электронов не упадёт ниже величины  $E_i$ , при которой ещё возможна ионизация. На этой стадии в веществе вблизи траектории заряженной частицы находятся свободные электроны с энергией меньше, чем  $E_i$ , но больше тепловой (*горячие электроны*), и связанные возбужденные электроны. В обоих случаях увеличение энергии электронов происходит за счёт кинетической энергии заряженной частицы, проходящей через вещество.

То есть, вблизи траектории частицы возникают свободные (горячие) носители заряда и связанные возбуждённые состояния. При прохождении быстрой заряженной частицы через вещество, кроме столкновения с электронами, возможны также столкновения с ионными остовами, находящимися в узлах кристаллической решётки. Эти столкновения приводят к дефекту решётки.

Горячие носители после *термализации* (после снижения энергии до тепловой) могут остаться свободными. В этом случае движение зарядов в электрическом поле между электродами создаёт индуцированные токи и индуцированные заряды, которые могут быть измерены.

В некоторых веществах носители заряда могут после термализации (или в процессе термализации) поглотиться центрами захвата, либо рекомбинировать. После захвата (т. е., какое-то время  $\tau$ ) носитель заряда либо становится неподвижным (в твёрдых телах), либо уменьшает свою подвижность. В твёрдом теле захват носителя заряда приводит к прекращению тока, однако, путём внешнего воздействия можно освободить заряд, вызвать его перемещение и зарегистрировать ток. Длина свободного пробега носителя заряда  $\lambda = 1/N \cdot \sigma$  составляет  $\sim 10^{-5}$  см в газах,  $\sim 10^{-6}$  см в кристаллах,  $\sim 10^{-7}$  см в ионных кристаллах и  $\sim 10^{-8}$  см в молекулярных кристаллах. Среднее время термализации в этих веществах составляет:  $4 \cdot 10^{-7}$  с;  $10^{-11}$  с;  $10^{-12}$  с;  $3 \cdot 10^{-13}$  с, соответственно.

Кривые распределения остановившихся электронов в твёрдом теле (металл,  $Al$ ) очень похожи на кривые поглощения электронов, или дозные

кривые за барьером. Имеется максимум в распределении, положение которого близко к половине экстраполированного пробега. Максимум обусловлен рождением вторичных электронов в веществе. Такое распределение вторичных электронов существует ограниченное время. Величина экстраполированного пробега, определённая по распределению остановившихся электронов, связана с энергией падающих моноэнергетических электронов тем же самым соотношением (2.60).

Существует множество разнообразных способов измерения энергии частиц, в основе которых лежит измерение распределения остановившихся электронов: зарядовые спектрометры, секционированные цилиндры Фарадея, измерение поглощённой энергии в секционированных барьерах, и т. д.

## 2.7. Взаимодействие $\gamma$ -излучения с веществом

Процесс замедления  $\gamma$ -квантов в среде нельзя считать непрерывным, как в случае с заряженными частицами, поскольку при взаимодействии с электронами и атомами среды  $\gamma$ -квант теряет или всю свою энергию (поглощение), или значительную ее часть (рассеяние). В последнем случае в результате взаимодействия  $\gamma$ -квант существенно изменяет направление своего движения. Поэтому достаточно одного взаимодействия, чтобы вывести  $\gamma$ -квант из первоначально параллельного пучка  $\gamma$ -квантов. В силу этих особенностей параллельный пучок  $\gamma$ -квантов, пройдя через слой вещества толщины  $t$ , ослабляется по экспоненциальному закону [2]

$$N_{\gamma} = N_{\gamma_0} \exp(-\mu \cdot t), \quad (2.68)$$

где  $N_{\gamma_0}$  – исходное число  $\gamma$ -квантов, падающих на слой толщиной  $t$ ;  $N_{\gamma}$  – число  $\gamma$ -квантов с той же энергией и с тем же направлением движения после прохождения слоя материала;  $\mu$  – коэффициент пропорциональности, называемый линейным коэффициентом ослабления (размерность – 1/см).

Так как характер ослабления  $\gamma$ -излучения экспоненциальный, то имеется всегда малая, но ненулевая вероятность того, что  $\gamma$ -квант пройдет большие толщины материала без соударения. Пробеги  $\gamma$ -квантов без соударения значительно отличаются от среднего пробега.

Физический смысл коэффициента ослабления  $\mu$  в следующем: пучок  $\gamma$ -квантов ослабляется в  $e = 2,718$  раз на пути  $1/\mu$ , который является средним свободным пробегом  $\gamma$ -кванта в веществе до соударения.

Если ввести полное сечение  $\sigma$  взаимодействия  $\gamma$ -кванта с одним атомом, то  $\mu = N \cdot \sigma$ , где  $N$  – число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества.

Известно большое число различных взаимодействий электромагнитного излучения с электронами, атомами и ядрами среды. Для регистрации  $\gamma$ -квантов и особенно для их ослабления в среде практическое значение имеют три процесса:

- фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект);
- рассеяние  $\gamma$ -квантов на свободных электронах (комpton-эффект);

- рождение  $\gamma$ -квантом в поле атома (в поле ядра, или в поле электрона) электрон-позитронной пары (эффект образования пар).

Полное сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомами  $\sigma$  складывается из сечения фотоэффекта –  $\sigma_{\Phi}$ , сечения комптоновского рассеяния –  $\sigma_K$  и сечения образования пар –  $\sigma_{\Pi}$ .

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

### 2.7.1. Фотоэффект

При фотоэлектрическом взаимодействии  $\gamma$ -квант поглощается атомом и освобождается фотоэлектрон: вся энергия падающего кванта  $h\nu$  затрачивается на вырывание электрона из атома. Энергия электрона определяется из следующего соотношения:

$$E_e = h\nu - I_i, \quad (2.69)$$

где  $I_i$  – энергия связи электрона (потенциал ионизации  $i$ -той оболочки атома). Фотоэффект возможен в том случае, когда  $h\nu > I_i$ . Поэтому сечение фотоэффекта претерпевает резкие скачки при энергиях, равных энергиям ионизации  $K$  – и  $L$  – оболочек.

По расчетам сечения фотоэффекта около 80% его происходит на  $K$  – оболочке. Для энергии фотонов, приблизительно равной  $h\nu \approx m_e c^2$ , но не близкой к границе  $K$  – полосы поглощения, сечение  $(\sigma_{\Phi})_K$  фотоэффекта на  $K$  – оболочке [2]:

$$(\sigma_{\Phi})_K = \frac{8\pi}{3} \cdot \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \cdot 4\sqrt{2} \cdot \frac{(m_e c^2)^{7/2} \cdot Z^5}{137^4 \cdot (h\nu)^{7/2}} \approx \text{const} \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}. \quad (2.70)$$

Полное сечение фотоэффекта

$$\sigma_{\Phi} \approx \frac{5}{4} (\sigma_{\Phi})_K. \quad (2.71)$$

Сечение быстро уменьшается с уменьшением  $Z$  и увеличением энергии  $\gamma$ -квантов.

Фотоэффект играет существенную роль для тяжелых веществ с большим  $Z$ . При  $h\nu \gg m_e c^2$ , сечение обратно пропорционально энергии  $\gamma$ -кванта. Вылетевший из атома электрон освобождает место на соответствующем энергетическом уровне, которое может быть занято менее связанным электроном. При этом выделится квант характеристического излучения (рентгеновское излучение). При переходе менее связанных электронов на вакантные уровне **избыток энергии** может привести непосредственно к вылету из атома одного из электронов верхних оболочек (**эффект Оже**). То есть, характеристическое излучение не всегда сопровождает фотоэффект. Энергию можно передать внешней оболочке



атома. В этом случае, кроме фотоэлектронов с энергией  $E_e$ , появляются электроны с энергией, близкой к энергии ионизации (оже-электроны). Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичных  $\gamma$ -квантов преобразуется в кинетическую энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть – в энергию характеристического излучения (рентгеновского). Фотоэффект невозможен на свободном электроны, так как не выполняется закон сохранения импульса и энергии.

*В случае фотоэффекта часть импульса фотона передается атому. Чем меньше энергия связи электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем меньше вероятность фотоэффекта. Поэтому вероятность фотоэффекта уменьшается при увеличении энергии фотона и увеличивается при увеличении энергии связи электрона в атоме и увеличении атомного номера.*

На рис. 2.21 показана зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона. Видно, что при больших энергиях фотонов (когда энергия фотона много больше энергии связи электрона в атоме) вероятность фотоэффекта мала. С уменьшением энергии фотона вероятность фотоэффекта растет сначала по закону  $1/h\nu$ , а затем, по мере приближения энергии фотона к потенциалу ионизации на  $K$ -оболочке, по закону  $1/(h\nu)^{7/2}$ .

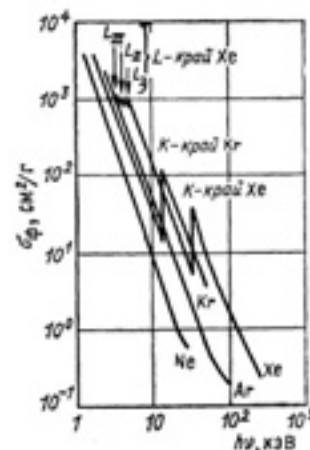


Рис. 2.21. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона [1]

Сечение фотоэффекта растет до тех пор, пока энергия фотона не сделается равной потенциалу ионизации для  $K$ -оболочки ( $h\nu = I_K$ ). При

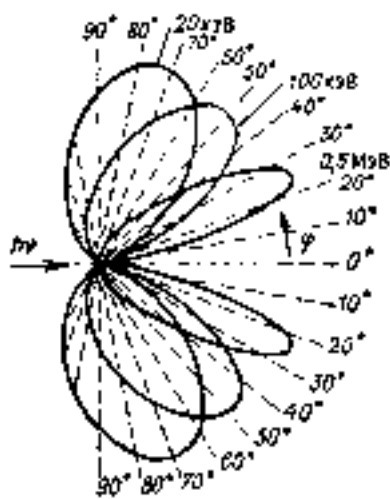


Рис. 2.22. Угловое распределение фотоэлектронов [1]

дальнейшем уменьшении энергии фотона фотоэффект на  $K$ -оболочке становится невозможен, и на кривой будет наблюдаться резкий вертикальный скачок, называемый  $K$ -скачком поглощения. При дальнейшем уменьшении энергии фотона вероятность фотоэффекта снова начинает расти. Рост прекращается при  $h\nu = I_L$ , где наблюдается новый скачок сечения, связанный с поглощением на  $L$ -оболочке, и т. д.

Фотоэффект, в принципе, может произойти на любой электронной оболочке. Но если энергия фотона превышает энергию связи электрона на  $K$ -оболочке, т. е.  $h\nu > I_K$ , то эффект

идет преимущественно с вырыванием электрона с  $K$ -оболочки.

Угловое распределение фотоэлектронов зависит от их энергии. При малых энергиях (десятки кэВ) электроны летят перпендикулярно пучку  $\gamma$ -квантов. При 0,5 МэВ угол вылета составляет  $20 \div 30^\circ$  (рис. 2.22).

Исследования фотографии треков фотоэлектронов и оже-электронов в камере Вильсона показали, что:

- фотоэлектроны и сопровождающие их оже-электроны появляются в одной точке;
- при увеличении энергии фотона пробег оже-электронов остается постоянным, т. е. не зависит от энергии возбуждающего фотона (в то время как пробег фотоэлектронов растет с энергией фотона);
- направление вылета оже-электронов не зависит от направления вылета фотоэлектронов;
- не все фотоэлектроны сопровождаются оже-электронами;
- пробег оже-электронов растет с увеличением заряда ядра.

### 2.7.2. Комптон-эффект

При увеличении энергии фотона вероятность фотоэффекта уменьшается. При комптоновском рассеянии часть энергии первичных  $\gamma$ -квантов преобразуется в кинетическую энергию электронов

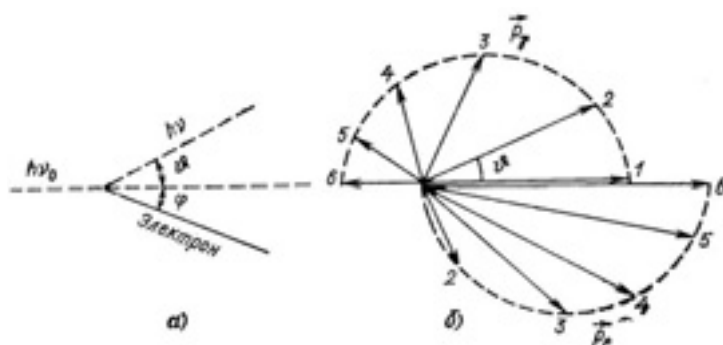


Рис. 2.23. Комптоновское рассеяние – а; б – распределение импульсов рассеянного кванта  $p_\gamma$  и электрона отдачи  $p_e$

отдачи, а часть – в энергию рассеянных  $\gamma$ -квантов. Если энергия  $\gamma$ -кванта много больше энергии связи электрона, то можно рассмотреть упругое столкновение

$\gamma$ -кванта со свободным электроном (энергией связи электрона в атоме можно пренебречь по сравнению с энергией фотона). Тогда из закона сохранения энергии и импульса (рис. 2.23, а) получим следующие соотношения [2]:

$$\begin{aligned}
 h\nu' &= \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos\vartheta) \cdot \varepsilon} ; \\
 E_e &= \frac{2h\nu \cdot \varepsilon}{1 + 2 \cdot \varepsilon + (1 + \varepsilon)^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi} ; \\
 \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} &= \frac{c \operatorname{tg} \varphi}{1 + \varepsilon} ; \\
 \cos\vartheta &= 1 - \frac{2}{1 + (1 + \varepsilon)^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \varphi} ,
 \end{aligned}
 \tag{2.72}$$

где  $\varepsilon = h\nu / m_e c^2$ ;  $h\nu'$  – энергия рассеянного кванта;  $\vartheta$  – угол рассеяния, относительно первоначального направления  $\gamma$ -кванта;  $E_e$  – энергия комптон-электрона;  $\varphi$  – угол вылета комптон-электрона.

Из выражений (2.72) следует [1]:

1. При  $h\nu > m_e c^2$  и малых углах  $\vartheta$  рассеяния  
 $h\nu \cdot (1 - \cos\vartheta) / m_e c^2 \ll 1$  и энергия фотона мало меняется при рассеянии, т. е.  $h\nu \approx h\nu'$ .
2. При условии  $h\nu \ll m_e c^2$  – энергия фотона мало меняется практически для всех углов рассеяния.
3. Для  $h\nu \gg m_e c^2$  и больших углов рассеяния –  
 $h\nu \cdot (1 - \cos\vartheta) / m_e c^2 \gg 1$  и  $h\nu' \approx m_e c^2 / (1 - \cos\vartheta)$ , так что при  $\vartheta = \pi/2$  энергия рассеявшегося фотона  $h\nu' \approx m_e c^2$ , а при  $\vartheta = \pi$  –  $h\nu' \approx m_e c^2 / 2$ .

При уменьшении энергии  $h\nu'$  и, следовательно, импульса рассеянного фотона  $h\nu'/c$  энергия и импульс электрона отдачи растут. На рис. 2.23, б, изображены кривые распределения импульсов рассеянного кванта и электрона отдачи в лабораторной системе координат. Одинаковыми цифрами отмечены соответствующие импульсы рассеянного фотона и электрона отдачи.

Формула для вычисления дифференциального сечения комптоновского рассеяния получена Клейном, Нишиной и Таммом [2]

$$\frac{d\sigma_K}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \cdot \left( \frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \times \left[ \frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \vartheta \right] \cdot Z. \quad (2.73)$$

Здесь приведена вероятность комптоновского рассеяния в направлении  $\vartheta$ , в единице телесного угла на  $Z$  электронах (то есть на атоме с зарядом  $Z$ );  $r_0$  – классический радиус электрона. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния (формула Клейна–Нишины–Тамма), хорошо согласуется с экспериментом.

При малых значениях энергии фотона  $\varepsilon = h\nu / m_e c^2$  сечение комптоновского рассеяния линейно убывает с ростом энергии и в пределе стремится к сечению **томсоновского рассеяния, не зависящего от энергии**

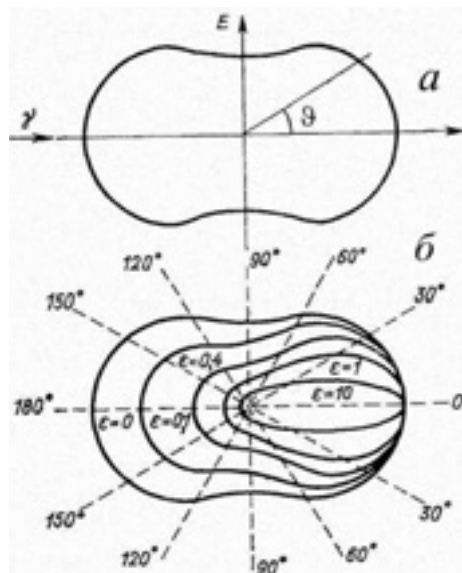


Рис. 2.24. Угловое распределение фотонов при рассеянии на свободных электронах: а – томсоновское дифференциальное сечение; б – зависимость комптоновского рассеяния от угла [1]

**падающего фотона** (существенно при энергиях фотона  $h\nu \ll m_e c^2$ ). При малых энергиях фотонов  $\varepsilon \ll 1$  может происходить их рассеяние на свободных электронах как **строго упругий процесс, происходящий без передачи энергии**.

Наоборот, при  $\varepsilon \gg 1$  сечение комптоновского рассеяния на электроны при больших энергиях меняется обратно пропорционально энергии фотона  $h\nu$ . Для атома с зарядом ядра  $Z$  и, следовательно, имеющего  $Z$  электронов, сечение будет в  $Z$  раз больше и, следовательно, изменяется пропорционально  $Z/h\nu$ .

Зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния при различных  $\varepsilon = h\nu / m_e c^2$  приведено на рис. 2.24, б. При  $\varepsilon \approx 0$  зависимость такая же, как и на рис. 2.24, а. По мере роста энергии фотона ( $E_\gamma$ ) начинает преобладать рассеяние вперед.

Полное сечение комптоновского рассеяния можно получить, интегрируя (2.74) по всему телесному углу:

$$\sigma_K = \pi r_0 \cdot \left\{ \left[ 1 - \frac{2(\varepsilon + 1)}{\varepsilon^2} \right] \cdot \ln(2\varepsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\varepsilon} - \frac{1}{2} \cdot (2 \cdot \varepsilon + 1)^2 \right\} \cdot \frac{Z}{\varepsilon}. \quad (2.74)$$

Для некоторых практических задач большое значение имеют дифференциальное сечение  $d\sigma_{ke}/d\Omega$  на единицу угла для числа электронов, рассеянных на угол  $\varphi$ , и дифференциальное сечение передачи электрону энергии в интервале от  $E_e$  до  $E_e + dE_e$  – спектр электронов. Эти сечения могут быть получены из формулы Клейна–Нишины–Тамма.

Спектр электронов отдачи показан на рис. 2.25. Видно, что при высоких энергиях распределение комптон-электронов почти равновероятно, за исключением области вблизи энергии  $\gamma$ -кванта, где имеется значительный подъем. Электроны отдачи при комптон-эффекте направлены, в основном, вдоль первоначального направления движения  $\gamma$ -квантов. Чем выше энергия  $\gamma$ -квантов, тем анизотропия больше. Если энергия  $\gamma$ -квантов превышает 2 МэВ, то большинство электронов

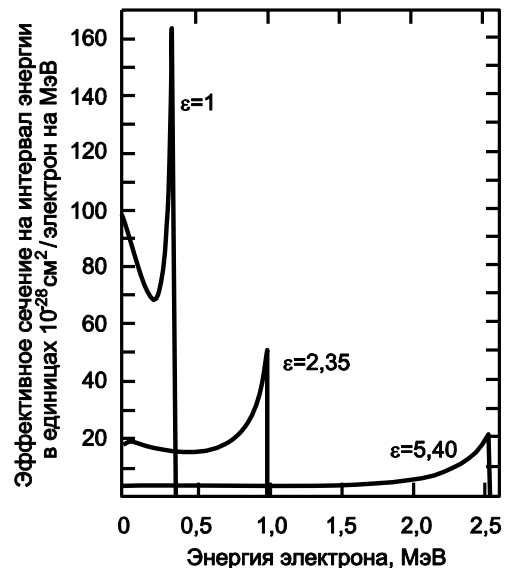


Рис. 2.25. Дифференциальное эффективное сечение для передачи свободному электрону энергии отдачи, лежащей в интервале энергий  $E_e \div E_e + dE_e$ ;  $\alpha = h\nu / m_e c^2$  [8]

имеют углы вылета меньше  $20^\circ$ .

В некоторых случаях необходимо учитывать скорости электронов, взаимодействующих с  $\gamma$ -квантами. Оказывается, что *движение электронов в атомах приводит к заметному разбросу электронов отдачи по энергиям*. В частности, *если импульс фотона меньше импульса летящего навстречу ему электрона, то фотон не теряет, а приобретает энергию*.

Принципиально важно, что энергия рассеянного фотона  $h\nu'$  может быть больше первоначальной энергии  $h\nu$  (**обратный комptonовский эффект**). Это означает, что при соударении фотона малой энергии (например, видимого диапазона) с электроном большой энергии (например, полученного с помощью электронных ускорителей) может возникнуть фотон с энергией, близкой к энергии электрона. Таким образом, с помощью **обратного эффекта Комптона** можно получать направленные пучки фотонов высокой энергии. Особенностью таких пучков является довольно высокая монохроматичность и поляризация. Необходимая для осуществления такого источника фотонов высокой энергии интенсивность фотонов малой энергии и электронов может быть получена с помощью лазеров и сильноточных ускорителей.

Эффект Комптона может происходить и на других заряженных частицах, например, на протоне.

### 2.7.3. Эффект образования пар

Гамма-квант в электрическом поле ядра (или электрона) может образовать пару электрон-позитрон. Процесс протекает с поглощением энергии и может происходить, если энергия фотона больше, чем  $2 \cdot m_e c^2 = 1,02$  МэВ. Этот процесс не может происходить в пустоте, если по соседству не будет находиться заряженная частица, которой передается часть импульса и энергии:

$$h\nu = m^+ c^2 + m^- c^2 + E_A, \quad (2.75)$$

где  $m^+ c^2$ ,  $m^- c^2$  – соответственно, полные энергии позитрона и электрона;  $E_A$  – кинетическая энергия ядра отдачи (или электрона отдачи). Формально в вакууме возможно рождение пары электрон-позитрон при  $E_\gamma \Rightarrow \infty$ .

**Оценка энергии ядра отдачи при рождении пары.** Если электрон и позитрон вылетают относительно направления  $\gamma$ -кванта под углами  $90^\circ$  и угол разлета (между их направлением движения) составляет  $180^\circ$ , то при этом импульс ядра отдачи равен импульсу  $\gamma$ -кванта, то есть  $h\nu / c = Mv$  ( $M$  – масса ядра,  $v$  – его скорость). Максимально возможная энергия ядра отдачи

$$E_A = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}, \quad (2.76)$$

или

$$E_A \approx \frac{10^{-3} \cdot (h\nu)^2}{2A}, \quad \text{МэВ.} \quad (2.77)$$

Для  $\gamma$ -квантов с энергиями  $< 10$  МэВ, и для атомных весов  $A > 10$  энергия ядра отдачи  $E_A < 5$  кэВ.

При образовании пары *в поле электрона* энергия отдачи электрона (при тех же условиях) может быть значительно больше:

$$E_{e \text{ отд.}} = m_e c^2 \cdot \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2} - 1 \right]. \quad (2.78)$$

Пороговая энергия фотона повышается до  $E_0 \approx 4m_e c^2 = 2,04$  МэВ. Это обстоятельство позволяет выделить в эксперименте случаи рождения пары электрон-позитрон в поле электрона. Образовавшиеся позитроны и электроны летят по направлению образовавшего их фотона под углом  $\vartheta = m_e c^2 / E_\gamma$ . При этом в камере Вильсона наблюдаются характерные триплеты: три трека, причем начало находится в одной точке.

Сечение образования пар на электронах и ядрах атома  $\sim Z^2$  и очень сложным образом зависит от энергии фотона ( $\sim \ln E_\gamma$ ). Вероятность образования пар в поле электрона в  $10^3$  раз меньше, чем в поле ядра. Учет образования пар в поле электрона сводится к замене  $Z^2 \Rightarrow Z \cdot (Z + 1)$ .

Электрон-позитронные пары могут возникать также под действием двух фотонов с суммарной энергией

$$E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 2m_e c^2. \quad (2.79)$$

Пара электрон-позитрон образуются также при соударении двух электронов, если полная энергия движущегося электрона

$$E_e \geq 7m_e c^2. \quad (2.80)$$

Процесс образования электрон-позитронных пар и процесс образования фотонов при торможении электронов в веществе являются причиной возникновения электрон-фотонных ливней. Энергия  $\gamma$ -кванта распределяется почти равномерно между электроном и позитроном. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов преобладающим становится асимметричное распределение энергии. Следует отметить, что спектры электронов и позитронов несколько отличаются, поскольку при удалении от ядра (места образования) электроны испытывают торможение, а позитроны – ускорение. Этот эффект тем больше, чем выше атомный номер ядра и меньше энергия  $\gamma$ -кванта.

При регистрации  $\gamma$ -квантов по эффекту образования пар существенное значение имеет то, что позитроны через очень короткое время аннигилируют, испуская два фотона с энергией по 0,511 МэВ. **Аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малых энергиях позитронов, поэтому угол между направлениями аннигиляционных квантов равен  $180^\circ$ .**

#### **2.7.4. Электрон-фотонные ливни**

Электрон-фотонный ливень может образовать, проходя через вещество, фотон достаточно большой энергии или электрон. Допустим, что в веществе образовался электрон высокой энергии. В результате торможения в поле ядра

электрон излучает фотон высокой энергии, который в свою очередь может образовать электрон-позитронную пару. Каждая из частиц (электрон или позитрон) может генерировать фотон высокой энергии. В результате число заряженных частиц будет расти, а средняя энергия, приходящаяся на одну частицу, будет уменьшаться. Поэтому все большее число частиц по мере развития ливня будет тратить энергию в основном на ионизацию и возбуждение среды. В конце концов, энергия фотонов уменьшится до такой величины, при которой образование электрон-позитронных пар станет невозможным. Образовавшийся ливень будет затухать.

### 2.7.5. Общий характер взаимодействия фотонов высокой энергии с веществом

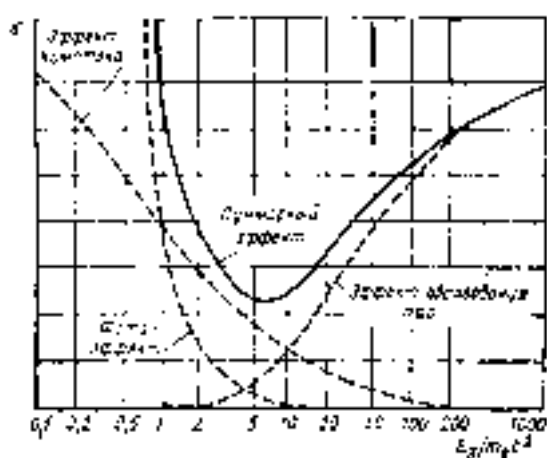


Рис. 2.26. Зависимость сечения фотоэффекта, комптоновского эффекта и эффекта образования пар от энергии фотона

Основные процессы взаимодействия  $\gamma$ -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 излучения. Поэтому в целом картина прохождения  $\gamma$ -квантов в веществе оказывается весьма сложной и может значительно отличаться от простого экспоненциального

закона, который справедлив лишь для  $\gamma$ -квантов, не претерпевших ни одного соударения.

Чаще всего  $\gamma$ -кванты регистрируют и определяют их энергию по образованным ими электронам в детекторе.

Таким образом, при прохождении через вещество фотон высокой энергии может передать среде энергию в результате следующих эффектов: фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар

$$\sigma = \sigma_{\text{Ф}} + \sigma_{\text{К}} + \sigma_{\text{П}}, \quad (2.81)$$

где  $\sigma_{\text{Ф}} \sim Z^5 / E_{\gamma}^{7/2}$ ;  $\sigma_{\text{К}} \sim Z / E_{\gamma}$ ;  $\sigma_{\text{П}} \sim Z^2 \ln 2 E_{\gamma}$ . На рис. 2.26 показаны зависимости сечений для всех трех эффектов взаимодействия фотонов с веществом от энергии фотона.

Если толщину слоя вещества выразить в  $\text{г}/\text{см}^2$ , то вместо **линейного коэффициента ослабления**  $\mu$  (в ед.  $1/\text{см}$ ) можно ввести **массовый коэффициент ослабления**  $\mu_m = \mu / \rho$ .

Величину, имеющую размерность  $\text{см}^{-1}$ , можно рассматривать как сечение на  $1\text{см}^3$  вещества, величину  $\mu / \rho$  — сечение на  $1\text{г}$  вещества. Тогда

$\sigma$  – сечение на один электрон будет равно  $Z\mu / N_e$ , где  $N_e$  – число электронов в  $1 \text{ см}^3$ , или  $\sigma_e = \mu \cdot Z / N_e \cdot \rho$ , где  $N_e \cdot \rho$  – число электронов в  $1 \text{ г}$  вещества.

### 3. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда или тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении в газовой полости конденсатора. В результате ионизации при прохождении заряженных частиц в газах образуются электроны и ионы. Если ионизация происходит в объеме между двумя электродами, которые имеют различные потенциалы, то в результате 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 значения и напряженности электрического поля в газовом промежутке и ее распределения 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 произведению заряда электрона на число пар ионов, которые возникают в единицу времени в объеме конденсатора. Такие детекторы называют *ионизационными камерами*. При более высоких значениях напряженности поля в результате вторичной ионизации происходит усиление первичного ионизационного эффекта. 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 самостоятельный разряд, если в объем детектора попадает заряженная частица. Такие детекторы называют *газоразрядными счетчиками*.

#### 3.1. Ионизационные камеры

Ионизационные камеры – наиболее простые по конструкции приемники излучений. Газовая ионизационная камера представляет собой наполненный рабочим веществом – газом – замкнутый объем, в котором размещены два или несколько электродов различной конфигурации. Ионизационные камеры могут быть самых различных конфигураций (плоские, цилиндрические, сферические) и объемов от долей  $1 \text{ см}^3$  при измерениях тепловыделения в экранах реакторов до десятков и сотен литров при исследовании распределения рассеянного излучения в воздухе. Ионизационные камеры могут использоваться как для измерения ионизационного тока, обусловленного ионизирующими частицами, так и для подсчета отдельных частиц. В последнем случае ионизационную камеру называют импульсной.

Обычно ионизационная камера выполняется в виде плоского (рис. 3.1) или цилиндрического конденсатора, между обкладками (электродами)



которого поддерживается постоянное напряжение. Величина напряжения выбирается таким образом, чтобы в камере достигался ток насыщения. Это напряжение должно быть больше, если ионизирующая способность измеряемых частиц и их общая интенсивность велики. Однако для всех практически важных случаев можно считать, что напряженность поля 200 В/см достаточна для достижения тока насыщения. В ионизационной камере электрод, присоединяемый к источнику высокого напряжения, называют высоковольтным электродом, а электрод, подключаемый к измерительному прибору, – собирающим. Однако в некоторых измерительных схемах, как, например, при измерениях электроскопами, напряжение подается на собирающий электрод.

В импульсных измерительных схемах знак подаваемого напряжения выбирается в зависимости от того, на импульсах какого знака работает усилитель. В других случаях знак напряжения удобнее выбирать таким образом, чтобы продукты распада радиоактивных газов, которые могут выделяться при измерении урановых и ториевых образцов и имеют положительный заряд, осаждались на том из электродов, который легче очищать.

Величины токов, возникающих в камерах, как правило, очень малы. Минимальный ток, который можно измерить в камерах, ограничен естественной радиоактивностью материалов, космическим излучением и токами утечек. Космическое излучение и почва создают в 1 см<sup>3</sup> объема камеры ионизацию, приводящую к току примерно 10<sup>-18</sup> А. Многие материалы испускают определенное количество α-частиц. Так, с площади 100 см<sup>2</sup> обычной стали, испускается примерно 3 α-част./ч, а со 100 см<sup>2</sup> оловянного припоя — около 300 α-част./ч. Одна α-частица в 1 ч создает ток, среднее значение которого около 10<sup>-17</sup> А.

Ток утечки определяется приложенным напряжением  $U_0$  и сопротивлением изоляторов. Для исключения влияния утечек заряда, которые даже при хороших изоляторах могут достигать величины измеряемых токов, в реальных конструкциях камер вводится дополнительное приспособление, которое называется охранным кольцом. Напряжение охранный кольца выбирается приблизительно равным напряжению собирающего электрода; последний чаще всего заземляется. Охранное кольцо располагается между собирающим и высоковольтным электродами. При такой конструкции, ввиду отсутствия напряжения между собирающим электродом и охранным кольцом, величина тока утечек становится минимальной.

Применение охранных электродов позволяет получить токи утечки меньше 10<sup>-16</sup> А, т. е. токи, значения которых малы в сравнении с токами, обусловленными космическим излучением в камерах с объемом 100 см<sup>3</sup>.

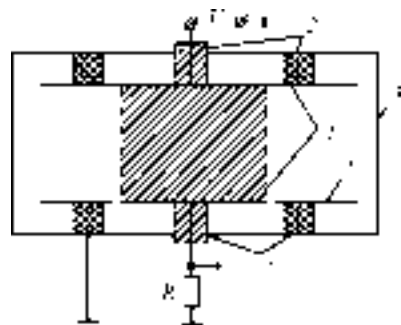


Рис. 3.1. Устройство плоской ионизационной камеры: 1 – электроды; 2 – изоляторы; 3 – дополнительный электрод (охранное кольцо); 4 – корпус камеры; заштрихованная область – рабочий объем камеры

Дополнительные электроды имеют большое значение и для выравнивания поля в камерах. При измерениях токов, вызванных ионизирующим излучением, необходимо точно определить рабочий объем камеры и быть уверенным, что в нем поле достаточно для получения токов насыщения.

Расстояние между высоковольтным и собирающим электродами  $\alpha$ -камер обычно сравнимо с пробегом  $\alpha$ -частицы в воздухе. Очень часто источник  $\alpha$ -излучения размещают внутри ионизационной камеры, или же для уменьшения потерь энергии частиц изготавливают камеру с очень тонким входным окном. Это также относится и к камерам, предназначенным для работы с  $\beta$ -частицами малой энергии. Для повышения чувствительности камер при измерениях по  $\beta$ -лучам камеры делают большей высоты, чем  $\alpha$ -камеры. Иногда при этом для  $\beta$ -измерений используются  $\alpha$ -камеры, увеличиваемые с помощью специальных насадок.

Ионизация в  $\gamma$ -камерах в основном происходит за счет электронов, вырываемых из стенок камеры за счет фотоэффекта, комптон-эффекта и явления образования пар. Камеры для ионизационных измерений по  $\gamma$ -излучению делают толстостенными для поглощения  $\gamma$ -излучения. Размеры  $\gamma$ -камер, применяемых в настоящее время главным образом в дозиметрических приборах, изменяются в пределах от долей кубического сантиметра до нескольких десятков литров.

Для измерения ионизационного тока, возникающего в камерах, в радиометрической практике широко применяются электрометры и электроскопы. В последнее время все больше используются усилители постоянного тока. Основное преимущество усилителей постоянного тока – более широкий диапазон измерений. Электроскопы и электрометры без специальной перестройки чувствительности не могут использоваться для точных измерений активностей, отличающихся друг от друга больше, чем на три порядка. Усилители постоянного тока могут применяться для измерения активностей, отличающихся друг от друга на семь порядков.

При измерении ионизационного тока часто бывает затруднительно разделять эффекты, обусловленные  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучениями, особенно излучениями одного вида, но разной энергии. Легко можно измерять  $\alpha$ -частицы на фоне интенсивного  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения путем использования для регистрации импульсных усилителей. С помощью импульсных усилителей можно разделять  $\alpha$ -частицы разной энергии.

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  $\omega$ , расходуемая на создание одной пары ионов, слабо зависит от энергии заряженной частицы, ее массы и заряда. Это можно объяснить тем, что отношение вероятностей возбуждения и ионизации атомов слабо зависит от свойств частиц.

Для спектрометрических измерений существенно знать с большой точностью связь  $\omega$  с энергией частицы. Многочисленные исследования показали, что в аргоне, например, с погрешностью до 0,5% энергия  $\omega$  не

Таблица 3.1

Энергия  $\omega$ , расходуемая на образование пары ионов в газах, эВ

Частицы	Воздух	H <sub>2</sub>	He	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	Ar	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>
$\alpha$ -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	33,7	38,0	32,5	35,8	32,2	27,0	–	–

зависит от энергии заряженных частиц. Для воздуха  $\omega$  зависит заметно от энергии частиц. Так, для  $\alpha$ -частиц при изменении энергии от 3-4 МэВ до 50 кэВ средняя энергия  $\omega$  меняется примерно на 10%. В табл. 3.1 приведены средние значения  $\omega$  для разных газов и видов заряженных частиц.

### 3.1.1. Движение электронов и ионов в газе

Для точного измерения энергии частицы по созданному ионизационному эффекту необходимо, чтобы все образовавшиеся электроны и ионы достигли электродов камеры. Последнее не всегда осуществляется, поскольку электроны и ионы, помимо движения вдоль силовых линий электрического поля, находятся в непрерывном, беспорядочном тепловом движении, что мешает всем носителям заряда достичь соответствующего электрода. Кроме того, при соударениях электронов с молекулами образуются электроотрицательные ионы, происходит диффузия, рекомбинация, ионизация ударом. Все эти явления: и диффузия, и рекомбинация, и образование электроотрицательных ионов – меняют значения среднего тока или величины импульса напряжения. То, что перечисленные явления имеют существенное значение, убедительно показывает зависимость тока от напряжения для камеры, облучаемой заряженными частицами (рис. 3.2).

Начальный участок кривой определяется законом Ома ( $I$ ). Затем при переходе от линейной зависимости к плато начинает играть роль процесс диффузии и рекомбинации (2). В области 2 электрическое поле, создаваемое внешним источником с напряжением  $U_1 - U_2$  еще недостаточно, чтобы все электроны и ионы попадали на собирающие электроды из-за эффектов диффузии и рекомбинации. В области плато (3 – область работы ионизационной камеры) электрическое поле принимает такое значение, что эффекты от рекомбинации и диффузии становятся пренебрежимо малыми. При дальнейшем увеличении напряжения электроны

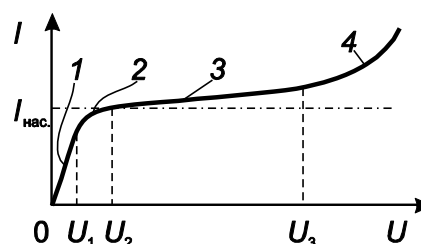


Рис. 3.2. Зависимость тока в камере от разности потенциалов на её электродах при постоянном ионизационном эффекте:

1 – участок закона Ома; 2 – участок диффузии и рекомбинации; 3 – область тока насыщения; 4 – область газового разряда

могут приобретать энергию, достаточную для вторичной ионизации, что приводит к увеличению тока в результате газового усиления (4).

Относительная протяженность плато в вольтамперной характеристике существенно 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, вольтамперная характеристика может даже не иметь плато. Верхняя граница плато определяется такими значениями напряженности электрического поля в камере, при которых электроны могут приобрести на пути между двумя соударениями энергию, достаточную для последующей ионизации молекул газа. Очевидно, что чем больше свободный пробег электрона и чем ниже потенциал ионизации газа, тем раньше наступают эффекты вторичной ионизации. Нижняя граница плато зависит от того, насколько велико значение процессов диффузии и рекомбинации. Рассмотрим некоторые 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  $D$  – это величина, постоянная для данного вида частиц и заданных условий, связывает изменение числа  $n$  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.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} . \quad (3.1)$$

Коэффициент диффузии имеет размерность  $\text{см}^2/\text{с}$  и связан со средней длиной свободного пробега частиц между соударениями  $\lambda$  и средней скоростью между соударениями  $v$ . Эта связь имеет очень простой вид, если предполагается, что  $\lambda$  не зависит от  $v$  и что при соударениях имеется равновероятное распределение частиц по углам после рассеяния. Коэффициенты диффузии для тяжелых ионов и электронов очень сильно отличаются. 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 небольших значениях напряженности электрического поля энергии ионов мало отличаются от энергии нейтральных молекул, поскольку при соударениях ионов с молекулами газа происходит интенсивный обмен энергией (упругие соударения частиц с равными массами). Поэтому величина  $D$  изменяется слабо при изменениях напряженности электрического поля.

Для электронов дело обстоит иначе. В результате упругого соударения с атомами электроны теряют малую долю своей энергии. Средняя скорость

движения электронов связана с напряженностью электрического поля, и, кроме того, длина свободного пробега для электронов зависит от их скорости.

Рост температуры увеличивает среднюю скорость  $v$ , и коэффициент  $D$  повышается. При уменьшении давления возрастает  $\lambda$ , что также приводит к увеличению  $D$ . Коэффициенты диффузии для положительных и отрицательных тяжелых ионов различаются незначительно. Например, для воздуха  $D^+ = 0,032$ ,  $D^- = 0,042$  см<sup>2</sup>/с, а для  $CO_2$  – 0,025 и 0,026 см<sup>2</sup>/с, соответственно.

Для электронов коэффициент  $D$  значительно больше и зависит от отношения напряженности электрического поля к давлению  $E/p$ . Так, при атмосферном давлении коэффициент диффузии электронов в  $CO_2$  изменяется от 49 при  $E/p = 2$  В/(см·мм рт. ст.) до 2500 см<sup>2</sup>/с при  $E/p = 16$  В/(см·мм рт. ст.). Значительно слабее зависят коэффициенты диффузии электронов от отношения  $E/p$  в водороде, аргоне и азоте.

**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, можно записать следующее соотношение

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha \cdot n^+ \cdot n^- , \quad (3.2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации (см<sup>3</sup>/с);  $n^+$ ,  $n^-$  – плотность положительных и отрицательных зарядов в единице объема. Коэффициенты рекомбинации для ионов равны примерно  $10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с, а для электронов –  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. Необходимо отметить, что коэффициент рекомбинации зависит от вида газа и средней энергии ионов и электронов.

Следует иметь в виду, что эффекты рекомбинации могут быть заметными и при регистрации отдельных заряженных тяжелых частиц с низкой энергией и высокой ионизирующей способностью. В этом случае плотность зарядов в первый момент прохождения частицы через газовую среду очень велика. Вдоль траектории частицы образуется колонка ионов. Однако расчет рекомбинации в колонках очень сложен, так как здесь необходимо учесть и скорость образования ионов, и коэффициент диффузии, и направление электрического поля и т. д. Если интенсивность излучения невелика, то следует учитывать рекомбинацию ионов, образующихся только в разных колонках. В ионизационных камерах рекомбинация приобретает существенное значение, если в газе большая вероятность образования

электроотрицательных ионов. Тогда рекомбинация происходит в два этапа: образование электроотрицательных ионов и затем рекомбинация. Отметим, что образовавшиеся в камере в результате ионизации электроны и ионы без внешнего электрического поля диффундируют, и время их жизни определяется рекомбинацией.

**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 находится «далеко» от внешней заполненной электронной оболочки, т. е. в области, где поле ядра надежно экранировано электронной оболочкой атома.

Атомы с незаполненными внешними оболочками могут образовывать электроотрицательные ионы, поскольку в этом случае добавочный 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  $N$  не наблюдали. 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*, который определяется отношением сечения образования отрицательного иона к полному сечению взаимодействия электрона с атомом.

При наполнении камеры воздухом, являющимся частично электроотрицательным газом, электроны захватываются молекулами кислорода, и поэтому часть тока обуславливается переносом зарядов ионами. Подвижность отрицательных ионов одного порядка с подвижностью положительных, и потому движение и тех и других частиц происходит примерно с одинаковой скоростью. Чтобы оценить рекомбинацию, необходимо знать плотность электроотрицательных ионов, а чтобы рассчитать число электроотрицательных ионов, достаточно знать среднее число столкновений электронов с атомами и величину *коэффициента*

*прилипания.* Необходимо отметить, что электроотрицательные ионы могут образовываться не только при столкновениях электронов с атомами, но и при столкновении нейтрального атома с металлической поверхностью.

**Подвижность. Скорость дрейфа.** Подвижность ионов  $u$  определяется из соотношения

$$v = u \cdot E, \quad (3.3)$$

где  $v$  – скорость дрейфа иона данного знака в электрическом поле с напряженностью  $E$ . Таким образом, подвижность  $u$  дает среднюю скорость дрейфа ионов данного сорта в поле, равном  $1 \text{ В/см}$ . Размерность  $u$  –  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Скорость дрейфа не следует путать со скоростью движения ионов. Скорость движения иона на отрезке пути от одного столкновения с атомом до другого велика, но направление беспорядочное, хаотичное, что и определяет диффузию. Скорость дрейфа примерно равна скорости смещения в заданном направлении (обычно вдоль силовых линий электрического поля) и на порядок меньше скорости движения. Подвижность ионов большинства технически чистых газов величина порядка  $1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . У очень чистых легких инертных газов подвижность может быть в сотни раз больше, например, для  $\text{He}$  –  $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , для кислорода –  $u^+ = 1,33$ , а  $u^-$  –  $1,8 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , для более тяжелых газов – до  $10^{-3} \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Подвижность зависит от температуры, давления и природы газа. Необходимо отметить, что подвижность электронов на 2–3 порядка превышает подвижность ионов.

### 3.1.2. Ионизационная камера в токовом режиме

**Ток в камере при постоянной ионизации.** Пусть в рабочем объеме  $V$  плоской камеры площадью  $s$  и с расстоянием между электродами  $d$  возникает в единицу времени в единице объема  $n_0$  пар ионов (размерность –  $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Если эта величина постоянная во времени, то ток в камере при пренебрежении потерями зарядов в результате диффузии и рекомбинации

$$I = e \cdot n_0 s d = e \cdot n_0 \cdot V. \quad (3.4)$$

Это соотношение следует из закона сохранения зарядов. В случае постоянной ионизации ток, текущий в камере, можно выразить через плотности токов, образуемых дрейфом положительных и отрицательных зарядов:

$$I = (j^+ + j^-) \cdot s, \quad (3.5)$$

где  $j^+$  и  $j^-$  — плотности соответствующих токов. Плотность тока — это произведение скорости движения (дрейфа) положительных или отрицательных зарядов на их плотность, т. е.

$$\begin{aligned} j^+ &= en^+v^+, \\ j^- &= en^-v^-. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Чтобы найти плотности токов  $j$  необходимо определить концентрацию  $n^+$  и  $n^-$  (размерность –  $\text{см}^{-3}$ ).

Для ионизационных камер, работающих в режиме тока насыщения, когда явлениями диффузии и рекомбинации можно пренебречь, ток

насыщения не зависит от приложенного напряжения и его величина определяется выражением (3.4), т. е.:

$$I_{\text{нас.}} = e \cdot n_0 \cdot V. \quad (3.7)$$

По току насыщения, соответствующему плато на вольтамперной характеристике камеры (рис. 3.2, участок 3), зная объем камеры, можно определить плотность ионизации  $n_0$ . Поскольку энергия  $\omega$ , идущая на образование одной пары ионов, известна для всех веществ, то можно найти энергию, поглощенную средой  $W_{\text{погл.}}$ , облучаемой однородным потоком частиц за определенный отрезок времени  $t$ :

$$W_{\text{погл.}} = \omega \cdot n_0 \cdot t. \quad (3.8)$$

В определении поглощенной энергии  $W_{\text{погл.}}$ , связанной с интенсивностью излучения, заключается главный смысл ионизационного метода исследования излучений. Во многих случаях, особенно в камерах, использующихся для исследования поведения тяжелых заряженных частиц, в ионизационных камерах с большим давлением газа, при измерении интенсивности излучения приходится работать с электрическими полями, не дающими тока насыщения (рис. 3.2, участок 2). Поэтому в каждом конкретном случае необходимо знать связь ионизационного тока с напряжением на электродах камеры. Теоретический расчет зависимости тока от напряжения дает ненадежный результат. Поэтому практически всегда необходимо измерить участок кривой вольтамперной зависимости экспериментально, особенно если предполагается работать не в режиме насыщения.

### **3.1.3. Ионизационные камеры в импульсном режиме**

Импульсная ионизационная камера – это детектор, действие которого основано на измерении заряда или тока, возникающих при движении ионов в камере, созданных ионизирующими частицами. В отличие от ионизационной камеры, работающей в токовом режиме, здесь уже не требуется постоянная ионизация газового объема. Съём информации происходит с помощью емкости подключенной к сопротивлению в цепи собирающего электрода. Благодаря такому съёму информации, импульсная ионизационная камера позволяет вести подсчет отдельных частиц. При прохождении через газ заряженная частица теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды. При этом образуется  $n$  электронно-ионных пар. Средняя энергия  $\omega$  образования одной электронно-ионной пары, как было отмечено выше, практически не зависит от энергии и типа частицы и для большинства газов, используемых в качестве рабочего вещества в ионизационных камерах, лежит в диапазоне от 20 до 40 эВ. Среднее число пар зарядов, образующихся в газе при торможении частицы с энергией  $E$ , составляет  $n = E/\omega$ .

Вследствие случайного характера взаимодействия заряженной частицы с атомами вещества значение  $n$  флуктуирует. Флуктуации числа пар зарядов характеризуются дисперсией  $D(n)$ . Дисперсия числа пар зарядов пропорциональна их среднему числу  $D(n) = F \cdot n_0$ . Коэффициент



пропорциональности  $F$  называют фактором Фано. Если бы флуктуации ионизации происходили по закону Пуассона, то коэффициент  $F$  был бы равен единице. В действительности же  $F < 1$ , т. е. флуктуации ионизации описываются более сложным законом. Это обусловлено тем, что акты ионизации не являются независимыми, а соотношение между энергией, затрачиваемой на ионизацию, и энергией, затрачиваемой на возбуждение вещества, не остается строго определенным в каждом акте ионизации.

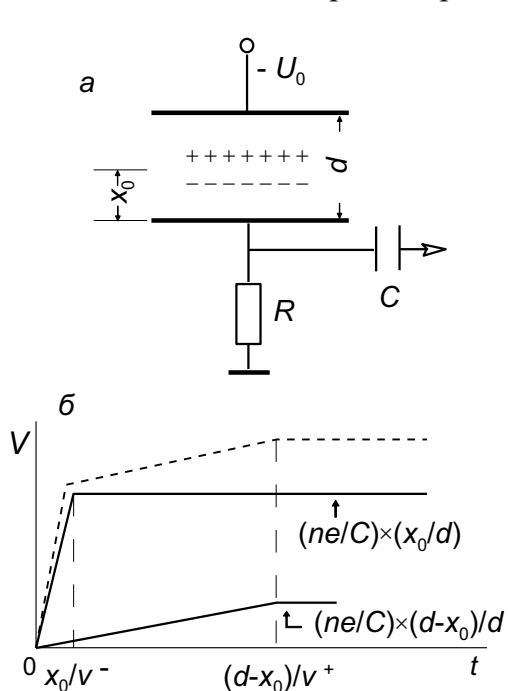


Рис. 3.3. Включение плоской камеры в импульсном режиме (а) и расчетная форма импульса напряжения (б)

Схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме работы показана на рис. 3.3. Такая схема позволяет измерить заряд или ток, который обусловлен движением ионов в камере, созданных отдельной ионизирующей частицей, при условии разумного выбора постоянной времени  $RC$ , где  $R$  – величина сопротивления в цепи собирающего электрода, а  $C$  определяется суммой емкости самой камеры и паразитными емкостями всех цепей подключения.

Образовавшиеся в результате ионизации заряды под действием внешнего электрического поля движутся к соответствующим электродам. Движение положительных и отрицательных зарядов приводит к возникновению

на электродах индуцированного заряда. Число носителей зарядов, избежавших рекомбинации и вышедших из трека ионизирующей частицы под действием внешнего электрического поля, зависит от газа, наполняющего камеру, давления, температуры, плотности ионизации. Увеличивая разность потенциалов на электродах камеры, можно добиться такого режима ее работы, при котором образованные вследствие ионизации электроны и ионы достигают электродов без существенных потерь, связанных с явлениями рекомбинации, диффузии и прилипания носителей зарядов (режим насыщения). В этом случае индуцированный заряд перестает зависеть от приложенного напряжения.

По мере приближения ионов к собирающему электроду на его поверхности индуцируется заряд противоположного знака, и первоначальная напряженность электрического поля камеры уменьшается. При нейтрализации индуцированного заряда после подхода ионов к электродам напряженность поля вновь восстанавливается.

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. При этом заряд не успевает заметно стекать с емкости, а форма импульса, регистрируемая на выходе импульсной ионизационной камеры, будет соответствовать указанной на рис. 3.4. Хвост импульса спадает по экспоненциальному закону  $\sim \exp(-t/RC)$ . При прохождении быстрой  $\alpha$ -частицы на 1 см пути образуется около 25000 пар ионов, суммарный заряд которых равен  $4 \cdot 10^{-15}$  Кл. При емкости камеры 20 пФ получается импульс напряжения  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  В. Для получения выходного сигнала порядка 10 В необходимо усиление  $5 \cdot 10^4$ .

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.

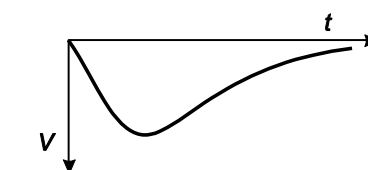


Рис. 3.4. Форма импульса на выходе ионизационной камеры

Форма импульса, его длительность определяются постоянной времени  $RC$  и скоростью движения электронов и ионов. Как будет показано ниже, длительность импульса даже при малых значениях  $RC$  не может быть меньше времени движения электронов 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.

Пока между электродами движутся заряды, во внешней цепи камеры течет электрический ток. Электронная и ионная составляющие импульса электрического тока определяются теоремой Рамо–Шокли.

**Теорема Рамо–Шокли.** Эта теорема устанавливает связь между током в проводнике, 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, значение которого определяется следующим соотношением [2]:

$$i(t) = E_v(t) \cdot v(t) \cdot e, \quad (3.9)$$

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  $U_0$ , для которого определяется ток, равен единице, а остальные проводники заземлены. Зависимость напряжения на эквивалентной емкости во времени  $V(t)$ , т. е. форма импульса, будет пропорциональна заряду  $Q(t)$  на емкости. Если считать, что емкость не разряжается за время движения электронов и ионов к электродам камеры, то

$$V(t) = \frac{Q(t)}{C} = \int_0^t \frac{i(t)dt}{C} = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) \cdot v(t)dt . \quad (3.10)$$

Известно, что 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 существенно упрощает вычисления. Изменение напряжения, обусловленное движением положительных или отрицательных ионов, будет иметь следующий вид [2]:

$$V^+(t) = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) \cdot v^+(t)dt; \quad (3.11)$$

$$V^-(t) = \frac{e}{C} \int_0^t E_v(t) \cdot v^-(t)dt,$$

а суммарное изменение напряжения на емкости

$$V(t) = V^+(t) + V^-(t) . \quad (3.12)$$

Для случая любых значений  $RC$  необходимо рассмотреть процесс не только зарядки, но и разрядки емкости. Приращение заряда за время  $dt$  определяется выражением (3.9), а утечка заряда пропорциональна мгновенному значению заряда  $Q(t)$  и постоянной  $1/RC$ . Таким образом, изменение заряда

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q(t)}{RC} + eE_v(t) \cdot v(t) . \quad (3.13)$$

Решение этого дифференциального уравнения находится методом вариации постоянной и имеет вид:

$$Q(t) = \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \int_0^t eE_v(t) \cdot v(t) \exp\left(\frac{t}{RC}\right) dt . \quad (3.14)$$

В простейшем случае для плоской камеры  $E_v = \text{const}$  и  $v = \text{const}$  получим

$$Q(t) = eE_v(t) \cdot v(t)RC \cdot [1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)] ; \quad (3.15)$$

$$V(t) = eE_v(t) \cdot v(t)RC \cdot [1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)] / C . \quad (3.16)$$

Полученные результаты (3.11) и (3.16) справедливы при временах меньших времени движения зарядов от места образования до собирающего электрода.

**Форма импульса в плоской камере.** В плоской камере с расстоянием между плоскопараллельными электродами  $d$  электрическое поле постоянно и при единичном напряжении на собирающем электроде  $E_v = U_0/d = 1/d$ . Пусть заряженная частица проходит параллельно плоскости электродов на расстоянии  $x_0$  от положительного собирающего электрода и создает  $n$  пар

ионов (рис. 3.3). Тогда учитывая, что скорости дрейфа электронов и ионов будут постоянными в плоской камере, и, считая постоянную  $RC$  большой по сравнению со временем сбора ионов  $d/v^+$ , получаем [2]

$$\begin{aligned} V^-(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{v^-}{d} t, \\ V^+(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{v^+}{d} t. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Выражения для  $V^-(t)$  и  $V^+(t)$  справедливы при  $0 \leq t \leq x_0/v^-$  и  $0 \leq t \leq (d-x_0)/v^+$ , соответственно. Суммарная величина  $V(t) = V^-(t) + V^+(t)$  и ее составляющие показаны на рис. 3.3. Максимальные значения импульса

$$V_{\max}^-(t) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{x_0}{d}, \quad V_{\max}^+(t) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d}, \quad V_{\max}(t) = \frac{ne}{C}. \quad (3.18)$$

Максимальное значение  $V(t)$  не зависит от места образования ионов в камере и равно  $ne/C$ . Но чтобы получить такую амплитуду, необходимо время около  $d/v^+$ , т. е. порядка миллисекунд. Такие камеры с большими постоянными  $RC > d/v^+$  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. Однако камеры со столь длинными импульсами оказываются непригодными для целого ряда измерений. Камера может иметь значительно лучшие временные характеристики, если использовать меньшие значения  $RC$  и при этом выбирать газы для ее наполнения с малой вероятностью образования электроотрицательных ионов. Какова же будет форма импульса в плоской камере, если выбрать  $d/v^- < RC < d/v^+$ ? С этой целью, используя зависимости (3.15), (3.16), получим [2]:

$$V^-(t) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^-}{d} \cdot [1 - \exp(-\frac{t}{RC})] \quad \text{при } 0 \leq t \leq x_0/v^-; \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} V^-(t) &= \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^-}{d} \cdot [1 - \exp(-\frac{x_0}{RC \cdot v^-})] \cdot \exp(-\frac{t-x_0/v^-}{RC}) \\ &\quad \text{при } t \geq x_0/v^-. \end{aligned} \quad (3.20)$$

Выражения для составляющей импульса, обусловленной движением положительных ионов, следующие:

$$V^+(t) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^+}{d} \cdot [1 - \exp(-\frac{t}{RC})] \quad (3.21)$$

при  $0 \leq t \leq (d-x_0)/v^+$ ;

$$V^+(t) = \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^+}{d} \cdot [1 - \exp(-\frac{d-x_0}{RC \cdot v^+})] \cdot \exp(-\frac{t-(d-x_0)/v^+}{RC}) \quad (3.22)$$

при  $t \geq (d-x_0)/v^+$ .

Из (3.19)-(3.20) видно, что  $V^-(t)$  будет иметь максимум в момент времени  $t = x_0/v^-$ ; поскольку  $d/v^- < RC$ , то

$$V_{\max}^- = \frac{ne}{C} \cdot \frac{x_0}{d} \cdot (1 - \frac{x_0}{2RC \cdot v^-}). \quad (3.23)$$

Функция  $V^+(t)$  достигнет максимума или в момент  $t \approx 3RC$ , если  $RC < (d-x_0)/v^+$ , или в момент  $(d-x_0)/v^+$ , если  $RC > (d-x_0)/v^+$ . В первом случае

$$V_{\max}^+ \approx \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^+}{d}, \quad (3.24)$$

а во втором

$$V_{\max}^+ \approx \frac{ne}{C} \cdot \frac{d-x_0}{d} \cdot (1 - \frac{d-x_0}{2RC \cdot v^+}). \quad (3.25)$$

Поскольку скорость дрейфа электронов почти в  $10^3$  раз больше скорости дрейфа ионов, то нетрудно подобрать такое значение  $RC$ , чтобы  $d/v^- < RC \ll d/v^+$ . Тогда отношение  $V_{\max}^-/V_{\max}^+ \approx x_0/(RC \cdot v^+)$  при  $x_0 < d$  и  $V_{\max}^-/V_{\max}^+ \approx x_0/(d-x_0)$  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  $RC \geq d/v^-$ , максимальное значение импульса зависит от места ионизации и от ориентации траектории 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 создавать импульсы с различными амплитудами.

Имеется много способов уменьшения индукционного эффекта. Рассмотрим некоторые из них. Предположим, что  $RC \ll d/v^-$ , тогда, как следует из (3.19)-(3.20), амплитуда импульса

$$V_{\max}^- \approx \frac{ne}{C} \cdot \frac{RC \cdot v^-}{d} \quad (3.26)$$

для всех частиц, создавших ионизацию на таком расстоянии  $x_0$  от собирающего электрода, когда  $x_0/v^- > 3RC$ . Таким образом, для всех этих

частиц амплитуда импульса не зависит от места ионизации. Но амплитуда импульса в этом случае будет в  $RC \cdot v^- / d$  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  $t = x_0 / v^-$ , 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

$$RC \approx (x_0)_{\min} / 3v^- \approx 0,1d / 3v^- . \quad (3.27)$$

В камере, например, наполненной аргоном до давления 0,5 атм., при  $d = 1$  см и  $U_0 = 100$  В значению  $v^- \approx 4 \cdot 10^5$  см/с должно соответствовать  $RC \approx 8 \cdot 10^{-8}$  с. Максимальное значение амплитуды составит всего лишь  $0,03ne/C$ .

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.

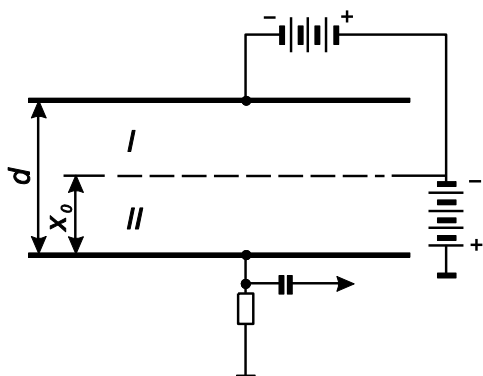


Рис. 3.5. Схема плоской камеры с сеткой [2]

Объем камеры разделяется третьим электродом — сеткой. Расположение сетки и схема включения такой камеры показаны на рис. 3.5. 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

индуцируют ток на собирающем электроде. Таким образом, независимо от места ионизации в объеме I все электроны индуцируют ток на собирающем электроде в течение времени движения по объему II. Очевидно, что собранный заряд в данном случае пропорционален числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей, а максимальное значение импульса  $V_{\max}^- = x_0 \cdot ne / (Cd)$ . 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. 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.

### 3.1.4. Ионизационные камеры для работы с быстрыми электронами

На рис. 3.6, 3.7 показана плоская ионизационная камера с электродами из тонкой фольги, предназначенная для дозиметрии электронов [15].

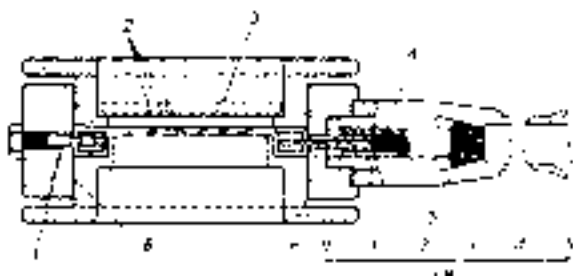


Рис. 3.6. Ионизационная камера с электродами из тонкой фольги для дозиметрии электронов: 1 – штифт из изоляционного материала; 2 – алюминиевые фольги толщиной 25 мкм; 3 – ограничивающая пучок диафрагма; 4 – экранирующая оплетка, находящаяся под потенциалом центрального провода; 5 – заземленная наружная экранирующая оплетка; 6 – микрометрическая нарезка

Центральная фольга является собирающим электродом, а две наружные находятся под потенциалом земли. Возможность изменения расстояния между электродами для экстраполяционных измерений обеспечивается мелкой микрометрической нарезкой. Объем, из которого собирается ионизация, можно определить, диафрагмируя электронный пучок, входящий в камеру, диафрагмой с известным диаметром. Весьма подходящими являются фольги из алюминия толщиной 10–50 мкм, или лавсана с напыленным на его поверхность проводящим слоем.

Можно использовать медную фольгу толщиной в 3 мкм, которая достаточно прочна для камер с малыми диаметрами.

При использовании диафрагмы, ограничивающей пучок, активный объем ионизационной камеры имеет форму пуансона, лежащего между наружными фольгами, пересекаемыми пучком частиц. Отношение активного объема к неактивному должно быть как можно больше. Фольги легко можно соединить с поддерживающими их кольцами. Если это осуществляется при температурах порядка 100–200° С и если материал, из которого изготовлены кольца, имеет меньший коэффициент расширения, чем фольга, то по мере охлаждения колец фольга будет оставаться сильно натянутой и, следовательно, плоской. Для определения поверхностных доз камера должна располагаться как можно ближе к поверхности облучаемого материала, что необходимо для

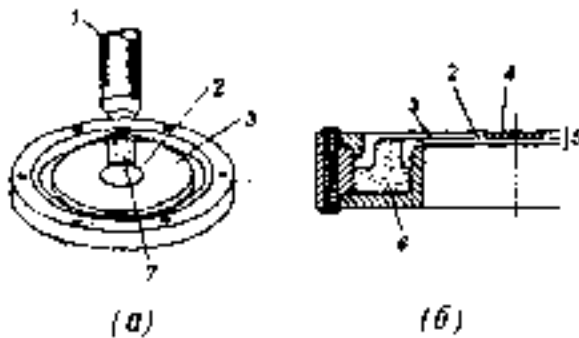


Рис. 3.7. Ионизационная камера для дозиметрии пучков быстрых электронов: а – вид камеры с удаленной верхней фольгой; б – частичный разрез камеры; 1 – вывод к прибору; 2 – пазы в проводящем покрытии на фольге; 3 – охранный кольцо; 4 – область сбора ионизации; 5 – фольги; 6 – изолятор; 7 – экранированный вывод

полного учета эффекта обратного рассеяния. Некоторые электроны претерпевают обратное рассеяние от самих фольг. Ошибку, вносимую в измерения в результате этого рассеяния, обычно можно сделать довольно малой, используя тонкие фольги с небольшим атомным номером. Для точных исследований необходимо, чтобы расстояние между фольгами могло регулироваться.

### 3.2. Газонаполненные счетчики

Из всех приемников излучения в настоящее время наиболее широкое распространение при радиометрических исследованиях нашли счетчики заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов. На практике применяются цилиндрические и торцовые газонаполненные счетчики, имеющие одинаковый принцип действия. Газонаполненные детекторы (счетчики), благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне, являются широко распространенными приборами регистрации. Такой детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 3.8). Геометрическая форма детектора выбирается из условий его работы.

Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2 натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка – катодом. Торцовый счетчик имеет входное окошко 3 в торце корпуса. Обычно торцовые счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом.



Рис. 3.8. Различные типы газонаполненных счетчиков: а) цилиндрический; б) торцовый

Поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки (специальное тонкое слюдяное окошко), которое позволяет измерять очень мягкое  $\beta$ -излучение и  $\alpha$ -излучение. В качестве наполняющих газов в

большинстве случаев используют благородные газы – аргон и неон, иногда азот и водород с различными примесями.

Под действием излучения в газовом объеме счетчика возникают электроны и ионы. При достаточно высокой напряженности электрического поля между электродами камеры, дрейфующие к аноду электроны между соударениями могут приобрести энергию, достаточную для ионизации молекул газа. При этом происходит рост тока или амплитуды импульсов. **Такое явление – увеличение числа электронов за счет вторичной ионизации носит название газового усиления.**

Увеличение ионизационного эффекта в результате вторичной ионизации характеризуют коэффициентом газового усиления  $\mu$ , который определяют как отношение числа пар ионов, созданных в счетчике в лавинообразном процессе, к числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей.



*Рассмотрим механизм газового усиления и дадим качественное объяснение поведения вольтамперной характеристики (рис. 3.9).*

Для осуществления вторичной ионизации необходимо, чтобы между столкновениями электроны приобретали энергию, достаточную для ионизации атомов и молекул газа. Для того чтобы происходила ионизация, например, атомов водорода, необходима энергия выше 15 эВ. Поле с высоким значением напряженности при сравнительно низких приложенных напряжениях можно получить в цилиндрических счетчиках с тонкой центральной нитью.

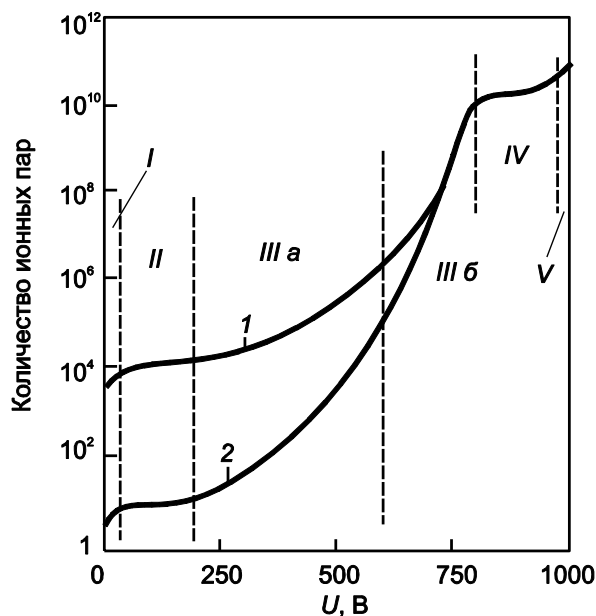


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента газового усиления от приложенного напряжения для  $\alpha$ -частиц и электронов: 1 – для  $\alpha$ -частиц; 2 – для электронов; I – область рекомбинации; II – режим ионизационной камеры; IIIa – область пропорциональности; IIIб – область ограниченной пропорциональности; IV – режим Гейгера – Мюллера; V – область разряда [12]

возрастает очень быстро. Если внутренний радиус цилиндра (катода) счетчика  $r_a$ , радиус нити (анода)  $r_i$ , то напряженность поля на расстоянии  $r$  от оси счетчика равна [1]

$$E = \frac{U_0}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} . \quad (3.28)$$

При небольшой разности потенциалов  $U_0$  между анодом и катодом счетчик работает как ионизационная камера (область II, рис. 3.9). **Пропорциональные счетчики отличаются от ионизационной камеры использованием более сильного электрического поля.** При большем напряжении электроны на длине свободного пробега приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации молекул газа. Возникающие новые электроны ускоряются и тоже вызывают ионизацию газа. Коэффициент газового усиления изменяется в пределах от единицы, когда счетчик работает

при сравнительно низких приложенных напряжениях можно получить в цилиндрических счетчиках с тонкой центральной нитью.

Счетчик представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру, наполненную газовой смесью при давлении около 100 мм рт. ст. С некоторыми специальными наполнителями счетчики работают при атмосферном давлении. Обычная длина цилиндрических счетчиков 10–20 см, но для специальных целей применяются счетчики длиной в несколько миллиметров и больше метра.

При достаточно малом радиусе центрального электрода, в качестве которого используется тонкая металлическая нить, напряженность поля вблизи него

как ионизационная камера, до  $10^5$  в конце пропорциональной области.

При дальнейшем увеличении напряжения коэффициент газового усиления зависит от начальной ионизации, и его значение для слабо ионизирующих частиц больше, чем для сильно ионизирующих частиц (область *IIIa*, рис. 3.9).

При определенном напряжении (обычно при напряжении 800–1500 В) наступает режим, когда при появлении в рабочем объеме счетчика хотя бы одной пары ионов возникает газовый разряд, и величина импульса на выходе счетчика перестает зависеть от начальной ионизации. Область, в которой величина импульса не зависит от начальной ионизации, называется областью Гейгера (область *IV*, рис. 3.9).

Развитие газового разряда происходит по-разному в зависимости от рода газа, наполняющего счетчик. При наполнении счетчика инертным газом в области максимальной напряженности поля, у нити счетчика, вследствие возбуждения молекул газа возникает интенсивное ультрафиолетовое излучение, которое выбивает из молекул газа новые электроны. В результате лавинного нарастания процесса весь объем счетчика мгновенно охватывается разрядом.

При добавлении многоатомного газа, молекулы которого очень сильно поглощают ультрафиолетовое излучение, разряд распространяется с определенной скоростью в узкой области вдоль нити. После вспышки газового разряда за очень короткое время ( $10^{-6}$  с) электроны собираются на нити, потенциал которой резко падает. Положительные ионы, подвижность которых мала по сравнению с подвижностью электронов, образуют слой объемного положительного заряда, расположенного между нитью и цилиндрическим катодом. Этот слой нейтрализует действие внешнего электрического поля, и дальнейшее продолжение разряда оказывается невозможным. При отсутствии гасящего многоатомного газа положительные ионы, достигая катода и нейтрализуясь, вызывают вторичный разряд. Вторичный разряд может возникать за счет взаимодействия ультрафиолетового излучения или возбужденных молекул газа–наполнителя с веществом катода. Для прекращения разряда потенциал нити необходимо понизить до величины, при которой не возникают новые электронные лавины за время полной нейтрализации положительных ионов. Такое понижение напряжения может быть достигнуто с помощью или большого ( $\sim 10^9$  Ом) сопротивления, включенного в цепь счетчика, или специальных электронных схем. Наличие большого сопротивления резко увеличивает мертвое время счетчика, применение же гасящих схем, лишенных этого недостатка, усложняет конструкцию приборов.

В применяемых на практике счетчиках гашение достигается добавлением специальных гасящих примесей. При использовании в качестве гасителя многоатомного газа ионы легкого газа (*Ar*), встречаясь с молекулами многоатомного газа, нейтрализуются. Сопровождающее этот процесс ультрафиолетовое излучение поглощается многоатомным газом и не достигает катода, из которого могло бы вырвать фотоэлектроны и вызвать

новый разряд. Молекулы многоатомного газа теряют свою избыточную энергию путем диссоциации. Потеря энергии, сопровождающаяся появлением вторичного электрона, наблюдается крайне редко. В среднем один двойной импульс приходится на десять простых, один тройной – на сто простых импульсов.

Самогасящийся счетчик содержит около  $10^{20}$  многоатомных молекул. При каждом импульсе распадается  $10^9$ – $10^{10}$  молекул. Поэтому самогасящиеся счетчики имеют ограниченный срок службы. Кроме многоатомных газов, в качестве гасителей используются галогены. Поскольку молекулы галогенов не диссоциируют, то срок службы галогенных счетчиков практически не ограничен.

Так как при каждом импульсе образуется примерно постоянное количество электричества, то величина импульса по напряжению обратно пропорциональна эквивалентной емкости, шунтирующей нагрузочное сопротивление, и не зависит от величины сопротивления, если величина  $RC$  больше времени разряда. Практически такая независимость наступает уже при  $R = 5$ – $10^5$  Ом. Обычная величина импульса порядка 10 В.

Ввиду большой величины импульса для регистрации могут использоваться несложные электронные приборы, усиливающие импульс в основном по мощности и определяющие форму импульса до его поступления на пересчетный прибор.

### 3.2.1. Пропорциональные счетчики

Эти счетчики отличаются от ионизационной камеры использованием более сильного электрического поля. В пропорциональном счетчике электроны, образовавшиеся в процессе первичной ионизации, попадают в электрическое поле такой большой напряженности ( $10^4$ – $10^5$  В/см), что они могут иметь между двумя столкновениями с атомами газа приращение кинетической энергии, достаточное для ионизации атомов. В цилиндрическом электрическом поле первичный электрон на пути между столкновениями в радиальном направлении от  $r_1$  до  $r_2$  приобретает кинетическую энергию

$$\Delta E_{\text{кин.}} = e \int_{r_1}^{r_2} E(r) dr = e \cdot U_0 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) / \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right). \quad (3.29)$$

Если  $\Delta E_{\text{кин.}}$  превышает потенциал ионизации газа, то имеет место вторичная ионизация, цепочка таких процессов приводит к формированию лавины электронов и ионов. В конечном итоге измеренный импульс напряжения в этом случае возрастает в  $\mu$  раз по сравнению с сигналом в ионизационной камере

$$\Delta U = -\mu \cdot n_0 \cdot e / C, \quad (3.30)$$

где  $\mu$  – коэффициент газового усиления;  $n_0$  – количество первичных пар ионов, образованных в счетчике. Область пропорциональности определяется как область значений напряженности электрического поля  $E$  и давления  $p$ , в которой  $\mu$  не зависит от величины первоначального ионизационного эффекта, т. е. измеряемый импульс пропорционален первичной ионизации. Коэффициент газового усиления в этой области достигает  $10^4$ - $10^6$ .

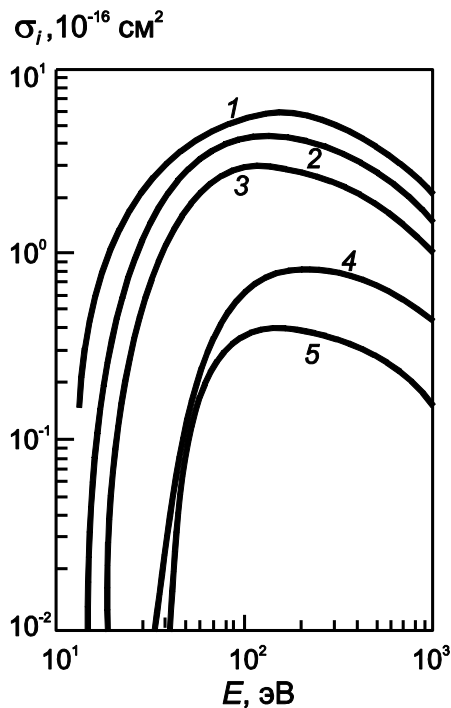


Рис. 3.10. Зависимость сечения ионизации  $\sigma_i$  от энергии электронов в инертных газах: 1 – Xe; 2 – Kr; 3 – Ar; 4 – Ne; 5 – He [12]

Процесс вторичной ионизации электронами не единственный в развитии электронных лавин. Дополнительная ионизация может происходить за счет фотонов, испускаемых возбужденными атомами и молекулами.

Высокая напряженность электрического поля, необходимая для газового усиления, достигается использованием в качестве анода цилиндрического счетчика тонкой (диаметром 20–100 мкм) проволоочки. Как видно из уравнения (3.28), процессы вторичной ионизации будут начинаться в области высокой напряженности поля в непосредственной близости от поверхности проволоочки, когда электроны первичной ионизации попадают в эту область. Количество электрон-ионных пар, образованных электроном на пути длиной 1 см, называется **первым коэффициентом Таунсенда** –  $\alpha$ . Его можно получить из рис. 3.10, используя соотношение  $\alpha = \sigma_i N$ , где  $\sigma_i$  – сечение ионизации при столкновении, а  $N = 2,69 \cdot 10^{19}$  атомов/см<sup>3</sup> – плотность атомов инертных газов при нормальных условиях. Если количество первичных электронов в точке  $x=0$  равно  $n_0$ , то количество электронов  $N(x)$  после прохождения пути  $x$  определяется из соотношения

$$dN(x) = \alpha \cdot N(x) dx . \quad (3.31)$$

Если  $\alpha$  не зависит от  $x$ , то

$$N(x) = n_0 \cdot \exp(\alpha \cdot x) . \quad (3.32)$$

В общем случае  $\alpha$  зависит от напряженности электрического поля, так что полное количество электронов, образовавшихся в лавине, определяется следующей формулой:

$$N(x) = n_0 \cdot \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) . \quad (3.33)$$

Следовательно, коэффициент газового усиления равен  $\mu = \exp(\int \alpha(x) dx)$ . Чтобы определить  $\mu$  в явном виде, можно воспользоваться выражением для средней длины свободного пробега электрона в газе

$$\lambda = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{N \cdot \sigma_i}, \quad (3.34)$$

где  $N$  – плотность атомов (молекул), а  $\sigma_i$  – сечение ионизации при столкновении.

Зависимость газового усиления от напряжения  $U_0$ , приложенного к счетчику, можно приближенно рассчитать, если пренебречь рекомбинацией ионов и прилипанием электронов, а также предположить отсутствие ионизации фотонами ультрафиолетового излучения от возбужденных атомов. Получаем

$$\mu = \exp(k\sqrt{U_0}(\sqrt{U_0/U_S} - 1)), \quad (3.35)$$

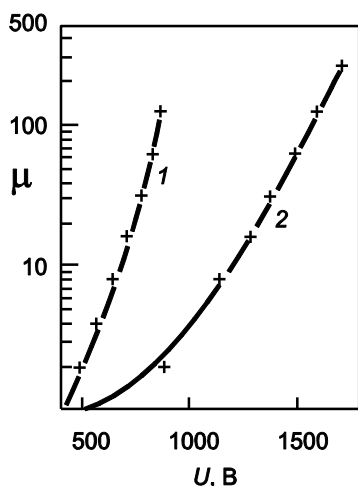


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения в пропорциональном счетчике для двух значений давления газа:

1 – 130 мбар; 2 – 530 мбар

где  $U_S$  – пороговое напряжение, при котором начинается газовое усиление,  $k$  – постоянная. Это выражение справедливо для небольших значений газового усиления, что видно из рис. 3.11 [12].

Этот экспоненциальный рост газового усиления с ростом  $U_0$  в пропорциональной области заканчивается, когда число электронов, образованных в результате актов ионизации фотонами ультрафиолетового излучения, становится заметным. При увеличении напряжения между электродами детектора коэффициент газового усиления растет. При больших коэффициентах усиления, кроме процессов ударной ионизации, существенную роль начинают играть вторичные процессы, в частности,

фотоэффект на катоде и на атомах газа.

Допустим, что каждая образовавшаяся пара ионов приводит к эмиссии  $\gamma$  электронов с катода. Если в лавине, имевшей  $n_0$  первичных электронов, образуется помимо  $n_0 \cdot \mu$  электронов еще и  $\gamma \cdot n_0 \cdot \mu$  фотоэлектронов, которые создают вторичную лавину из  $\gamma \cdot n_0 \cdot \mu^2$  электронов, и т. д. Тогда полное число образовавшихся в объеме детектора пар носителей заряда с учетом фотоэффекта на катоде можно представить в виде суммы (рис. 3.12):

$$\begin{aligned} n_\gamma &= n_0 \cdot \mu + n_0 \cdot \mu^2 \cdot \gamma + n_0 \cdot \mu^3 \cdot \gamma^2 + n_0 \cdot \mu^4 \cdot \gamma^3 + \dots = \\ &= n_0 \cdot \mu \cdot (1 + \mu \cdot \gamma + \mu^2 \cdot \gamma^2 + \dots) . \end{aligned} \quad (3.36)$$

Коэффициент газового усиления с учетом фотоэффекта на катоде в этом случае равен [1]

$$M = \frac{n_\gamma}{n_0} = \mu \cdot \sum_{n \geq 0} (\mu \cdot \gamma)^n = \frac{\mu}{1 - \gamma \cdot \mu} \quad (3.37)$$

Величина  $\gamma$  для обычно применяющихся катодов по порядку величины примерно равна  $10^{-4}$ . Согласно выражению (3.37), коэффициент газового усиления должен неограниченно расти. При  $\gamma \cdot \mu \rightarrow 1$  начинается область газового разряда, когда импульс напряжения не зависит от первичной ионизации. Эта граница между областью пропорционального усиления и пробоем находится примерно при  $\alpha \cdot x = 20$  или  $\mu \sim 10^8$ .

Рассмотрим качественно форму импульса тока в пропорциональном детекторе без учета влияния пространственного заряда. Пусть в объеме детектора образуется одновременно  $n_0$  пар ионов. Электроны начинают

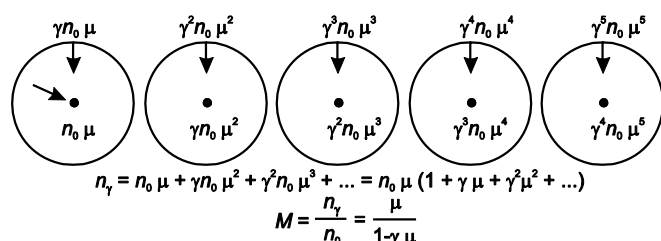


Рис. 3.12. Развитие электронно-фотонных лавин в пропорциональном детекторе [1]:  $M$  – полный коэффициент газового усиления;  $\mu$  – коэффициент ударной ионизации

двигаться к нити и достигают области ударной ионизации. Ток обусловлен дрейфом  $n_0$  электронов, так как ионы за это время практически не успевают сдвинуться с места своего образования. Как только электроны достигнут области ударной ионизации, начнется процесс газового

усиления. За очень короткий промежуток времени (порядка  $10^{-8}$  с) все электроны, образовавшиеся в лавине, достигнут нити. За это время ее потенциал изменится на заметную величину, составляющую значительную часть импульса. В то же время положительные ионы дрейфуют от нити к катоду. Поэтому после того, как все электроны соберутся на нити, ток будет обусловлен дрейфом положительных ионов. Скорость дрейфа ионов уменьшается по мере приближения к катоду.

Форма импульса может быть разбита на три участка. Первый участок – это дрейф электронов к области ударной ионизации. Время дрейфа зависит от расстояния, которое проходят электроны от места своего образования до области ударной ионизации. Если это расстояние порядка 1 см, то время дрейфа составляет примерно  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  с. Изменение потенциала нити за это время пренебрежимо мало по сравнению с максимальным (примерно в  $\mu$  раз меньше).

Интервал времени, в течение которого происходит газовое усиление и электроны достигают нити, составляет примерно  $10^{-8}$  с. За это время формируется значительная часть электрического импульса. Полное время, в течение которого положительные ионы достигают катода, равно по порядку величины  $10^{-3}$  с. Существенно, что основной вклад в амплитуду импульса вносят именно положительные ионы за время их движения вблизи нити в

поле большой напряженности. Это время составляет величину на несколько порядков меньшую, чем полное время дрейфа положительных ионов. Постоянную времени  $RC$  выбирают намного больше времени собирания электронов и значительно меньше времени собирания положительных ионов.

На рис. 3.13 показана форма импульса напряжения в цилиндрическом пропорциональном детекторе для нескольких значений постоянной времени  $RC$ . Если пробег регистрируемой частицы сравним с размерами детектора, то в общем случае образовавшиеся электроны проходят до нити различные расстояния. Коэффициент газового усиления при этом не изменяется, так как ударная ионизация происходит только на малых расстояниях от нити. Однако форма начального участка электрического импульса будет зависеть от положения следа регистрируемой частицы в объеме детектора, так как электроны от различных участков этого следа будут достигать области ударной ионизации в различное время.

Носителями заряда, ответственными за импульс, в пропорциональном счетчике уже являются не электроны и ионы из процесса первичной ионизации, а заряды, образовавшиеся в лавине возле анодной проволоочки. Радиальное расстояние от области генерации до проволоочки составляет несколько  $k$  длин свободного пробега:  $r_0 \sim r_i + k \cdot \lambda$ . Поэтому отношение вкладов в импульс напряжения от движения ионов и движения электронов здесь ( $\lambda \ll r_i$ ) равно [12]

$$R = \frac{\Delta V^+}{\Delta V^-} \sim \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{\ln\left(\frac{r_i + k \cdot \lambda}{r_i}\right)} \sim \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{r_i} \cdot r_i \quad (3.38)$$

При  $r_a = 20$  мм,  $r_i = 0,1$  мм, и  $k \cdot \lambda = 0,02$  мм, для аргона при нормальных условиях получаем  $R \sim 25$ , т. е. **в пропорциональном счетчике основной вклад в импульс напряжения на аноде дают положительные ионы, медленно дрейфующие от проволоочки, а не электроны лавины, которые быстро движутся к проволочке.** Вклад электронной компоненты может быть увеличен, если уменьшить давление газа, т. е. если увеличить среднюю длину свободного пробега электронов  $\lambda$ . Время нарастания электронной компоненты [12]

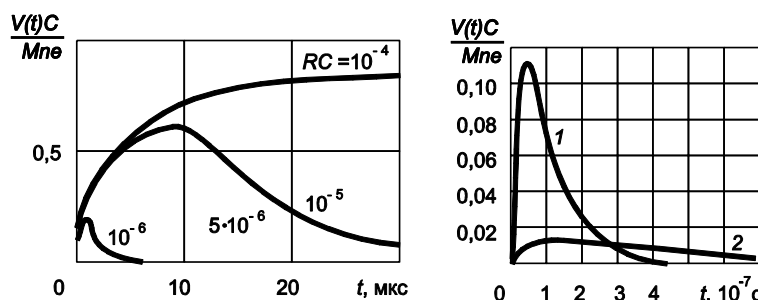


Рис. 3.13. Форма импульса напряжения в пропорциональном счетчике для нескольких значений постоянной времени  $RC$  (слева) и форма импульса при  $RC \approx 5 \cdot 10^{-8}$  для двух случаев ориентации ионизирующей частицы (справа): 1 – частица прошла вдоль оси счетчика; 2 – частица прошла перпендикулярно оси

$$\Delta t^- = \int_{r_i}^r \frac{dr}{v^-} = \int_{r_i}^r \frac{dr}{u^- \cdot E} = \frac{r_0^2 - r_i^2}{2u^- \cdot U_0} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right). \quad (3.39)$$

Для подвижности электронов  $u^- \sim 10^2-10^3$  см<sup>2</sup>/(В·с),  $U_0=100$  В и средних размеров счетчика это время составляет  $10^{-8}-10^{-9}$  с.

Для положительных ионов [12]

$$\Delta t^+ = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{v^+} = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dr}{u^+ \cdot E} = \frac{r_a^2 - r_i^2}{2u^+ \cdot U_0} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right). \quad (3.40)$$

Это время много больше, чем  $\Delta t^-$ , из-за низкой подвижности ионов  $u^+ \sim 1$  см<sup>2</sup>/(В·с) и из-за большого пути их дрейфа, так что  $\Delta t^+ \sim 10$  мс.

Можно измерить быструю составляющую импульса, обусловленную электронами, вводя дифференцирование соответствующей  $RC$  – цепочкой.

Если выбрать постоянную времени достаточно малой, например,  $RC \approx 1$  нс, то можно различить тонкую временную структуру анодного импульса. Оказалось, что сигнал состоит из нескольких коротких импульсов, каждый из которых обусловлен отдельной лавиной. А каждая лавина рождена сгустком электронов от процесса первичной ионизации. Эти сгустки один за другим дрейфуют в области высокого электрического поля вблизи анодной проволоочки.

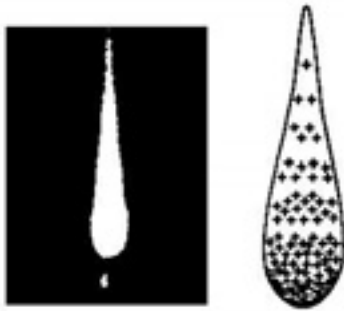


Рис. 3.14. Пространственное распределение зарядов, образующих лавину в пропорциональном счетчике. Слева – фотография сделанная в камере Вильсона; справа – распределение ионов (+) и электронов (-) [12]

характерному каплеобразному распределению положительных и отрицательных носителей заряда вблизи анодной проволоочки, что хорошо видно на рис. 3.14.

### 3.2.2. Счетчик Гейгера–Мюллера

Счетчик Гейгера–Мюллера относится к ионизационным детекторам, работающим в режиме самостоятельного газового разряда. Счетчик применяется для регистрации заряженных и незаряженных частиц. Регистрация незаряженных частиц осуществляется по вторичным заряженным частицам, возникающим при взаимодействии незаряженных частиц с рабочим веществом детектора.

Счетчик Гейгера–Мюллера имеет цилиндрическую форму: катодом служит металлический или стеклянный с металлическим покрытием цилиндр, анодом – тонкая металлическая нить, натянутая вдоль оси катода.



Самостоятельный газовый разряд можно использовать для регистрации ионизирующих излучений, если разряд, вызванный частицей в рабочем объеме детектора, гасится до попадания в рабочий объем следующей частицы. По методике гашения разряда счетчики Гейгера–Мюллера делятся на несамогасящиеся и самогасящиеся.

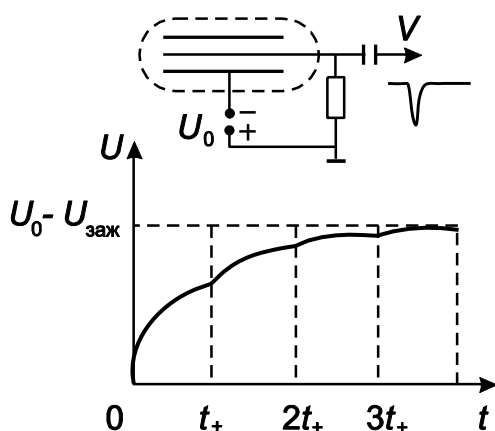


Рис. 3.15. Схема включения счетчика Гейгера – Мюллера и форма импульса:  $t_+$  – время движения ионов от анода до катода

При рассмотрении механизма газового усиления было показано, что с увеличением разности потенциалов на счетчике быстро растет коэффициент газового усиления  $\mu$ , а с его ростом все большее значение в развитии лавины приобретает фотоионизация. При этом количество фотонов ультрафиолетового излучения, образующихся в лавине, быстро увеличивается, и пространственная локализация электронной лавины уже не наблюдается. Если вероятность  $\gamma$  образовать в лавине от одного первичного электрона, кроме  $\mu$  электронов также и  $\gamma \cdot \mu$  фотоэлектронов, настолько велика, что  $\gamma \cdot \mu \rightarrow 1$ , то достигается конец области пропорциональности. Поэтому полный коэффициент усиления  $M$  может значительно превышать  $\mu$  так, что при некоторой разности потенциалов  $U_{\text{зак}}$  полный коэффициент газового усиления  $M$  может оказаться бесконечно большим. В этот момент кванты ультрафиолетового излучения распространяются также и в направлении, перпендикулярном направлению электрического поля, и образуют фотоэлектроны во всем газовом объеме и в стенках счетчика. Разряд распространяется по всему счетчику, при этом образующийся заряд не зависит от величины первичной ионизации, а зависит только от емкости счетчика  $C$  и напряжения на его электродах  $U_0$ . Это означает, что в счетчике возникает непрерывный самоподдерживающийся разряд. Ток такого разряда не будет бесконечно большим, поскольку в счетчике возникает объемный заряд, который искажает поле вблизи нити и тем самым уменьшает полный коэффициент газового усиления. Начало области газового разряда на рис. 3.9 соответствует тому, что величина импульса для частиц с разной ионизирующей способностью, таких как,  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы, становится одинаковой. Коэффициент газового усиления в этой области составляет  $\mu \sim 10^8 - 10^{10}$ .

**Несамогасящиеся счетчики Гейгера–Мюллера.** Обычно несамогасящийся счетчик заполняется инертным газом до давления, соответствующего 1/3 нормального. Если счетчик наполнен инертным или двухатомным газом, то разряд в счетчике прекращается по следующей причине: образующееся вокруг анодной проволоки облако положительных

ионов уменьшает напряженность поля возле анода настолько, что вновь приходящие в эту область электроны уже не образуют лавин. Однако, как только положительные ионы достигают катода (примерно через 1 мс) и там рождают вторичные электроны (например,  $\delta$ -электроны), образование лавин на анодной проволочке может начаться снова. Гашение разряда может быть осуществлено внешним образом путем выбора настолько большой величины сопротивления нагрузки  $R$ , через которую протекает анодный ток  $I$ , что падение напряжения  $(I \cdot R)$  приведет к снижению на некоторый момент анодного потенциала до величины  $U_0 - (I \cdot R)$  – меньшей, чем нижний предел области Гейгера–Мюллера.

Рассмотрим качественно процесс, происходящий в цилиндрическом счетчике с тонкой нитью и напряжением, достаточным для самостоятельного разряда. Пусть счетчик подключен к измерительному прибору, как это показано на рис. 3.15, и пусть постоянная  $RC$  много больше времени движения положительных ионов от анода к катоду. Электроны и ионы, появившиеся после прохождения в счетчике заряженной частицы, движутся в направлении соответствующих электродов. Электроны достигнут нити за время  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с, образовав по пути новые электроны, 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. Вторичная ионизация происходит вблизи нити, поэтому вокруг нити образуется трубка положительных зарядов, которые снижают напряженность поля вблизи нити и тем самым практически прекращают 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 расстояние 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  $U_{\text{зак.}}$ , то вновь в счетчике начнется разряд. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока на емкости не накопится такой заряд, что результирующая разность потенциалов окажется ниже  $U_{\text{зак.}}$ . В каждой последующей ступени разряда будет образовываться все меньшее количество ионов. На рис. 3.15 показано накопление заряда на конденсаторе.

Такое представление о разряде в виде отдельных ступенек не совсем

верное, поскольку отдельные стадии процесса могут значительно перекрываться. Из приведенного качественного рассмотрения ясно, что для прекращения разряда на конденсаторе  $C$  необходимо иметь заряд  $Q \sim (U - U_{\text{заж.}})$ , 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 пФ и времени движения ионов около  $10^{-4}$  с получим, что сопротивление должно быть больше или порядка  $10^8$  Ом. Это означает, что время разрядки емкости более  $10^{-3}$  с. Временные характеристики такого счетчика не могут удовлетворить требованиям многих измерений. Однако в настоящее время несамогасящиеся счетчики Гейгера–Мюллера вытеснены самогасящимися счетчиками, в которых разряд прерывается в силу особых свойств его развития.

**Самогасящиеся счетчики.** В самогасящемся счетчике процесс протекает иначе благодаря *добавлению к основному газу* (например, аргону) *гасящих примесей*, которые предотвращают распространение ультрафиолетовых квантов. Для наполнения объема счетчика используют смесь газов, состоящую из основного газа (обычно аргон около 90%) и примесного (гасящего) газа (около 10%), представляющего собой сложное органическое соединение.

Компоненты рабочей смеси счетчика должны удовлетворять следующему условию: потенциал ионизации *гасящего газа* должен быть меньше первого потенциала возбуждения основного газа ( $Ar$ ). Такими гасящими добавками являются, например, пары органических жидкостей, эфир, спирт –  $C_2H_5OH$ , метан –  $CH_4$ , этан –  $C_2H_6$ , изобутан –  $C_4H_{10}$ , метилаль –  $(OCH_3)_2CH_2$ . Добавки могут поглощать УФ-кванты в области 100–200 нм и, при соответствующей концентрации, уменьшать длину пролета этих квантов до размера диаметра анодной проволоочки.

Электроны, образованные на следе заряженной частицы в газовом промежутке счетчика, под действием внешнего электрического поля дрейфуют к аноду. Цилиндрическая конфигурация детектора обеспечивает в области вблизи нити высокую напряженность электрического поля, достаточную для ударной ионизации. Электроны, созданные в результате первичной ионизации, будут вблизи анода возбуждать и ионизовать молекулы добавок (спирта) и главным образом атомы аргона.

Наряду с ионизацией вблизи анода имеет место возбуждение молекул и атомов газа. Возбужденные атомы аргона испускают фотоны, которые интенсивно поглощаются молекулами примесного газа. Это приводит к фотоионизации молекул примеси в области около анода и образованию дополнительных свободных электронов, дающих начало новым электронно-ионным лавинам.

Ионизация примеси фотонами происходит вблизи нити, поэтому *разряд начинает распространяться вдоль нити*, пока весь счетчик не будет охвачен разрядом. Далекие от нити счетчика области не будут участвовать в

развитии разряда, поскольку фотоны, испускаемые атомами аргона, имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи нити. Благодаря короткой длине пролета, фотоны захватываются гасящими примесями на близком расстоянии от нити и не достигают катода, поэтому не могут рождать там фотоэлектроны.

Электроны, имеющие большую подвижность, быстро собираются на катоде, а ионы создают около нити объемный положительный заряд в виде трубки положительно заряженных ионов. Этот заряд понижает напряженность электрического поля вблизи нити до значения, при котором ударная ионизация уже невозможна, и активная стадия разряда заканчивается.

Несмотря на существенное различие в протекании этой стадии разряда, она заканчивается точно так же, как и в несамогасящемся счетчике, образованием положительного пространственного заряда вблизи нити. Пространственный заряд приводит к затуханию электроно-фотонных лавин.

При дрейфе из области ударной ионизации электронов и ионов через счетчик течет электрический ток и во внешней цепи появляется импульс напряжения. Ионы аргона при дрейфе к катоду испытывают много соударений ( $\sim 10^4$ ) с молекулами гасящего газа. Так как потенциал ионизации гасящей добавки меньше потенциала ионизации аргона, а это условие является обязательным при выборе гасящей смеси, то, в конечном счете, ион аргона захватывает электрон от молекулы гасящего газа и нейтрализуется. Поэтому к катоду подходят в основном ионы гасящего газа, которые, в отличие от ионов аргона, не вырывают с поверхности катода свободные электроны, способные вызвать повторную стадию разряда. Таким образом, разряд гаснет самостоятельно. Поскольку прекращение разряда в самогасящемся счетчике связано с процессами в его рабочем объеме, нет необходимости использовать слишком большое сопротивление нагрузки.

Полная длительность процессов в счетчике определяется временем дрейфа положительных ионов, которое примерно равно  $10^{-4}$  с. Вместе с тем следует отметить, что начальные стадии разряда (электронно-фотонные лавины) протекают достаточно быстро ( $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с), поэтому с помощью счетчиков Гейгера–Мюллера можно регистрировать момент прохождения через него частицы с точностью до  $10^{-8}$  с.

Сопротивление нагрузки может быть выбрано существенно меньшей, чем для несамогасящегося счетчика. При этом, постоянная времени формирования импульса  $RC$  может быть уменьшена до величины  $10^{-6}$  с. Для счетчика средних размеров оптимальное значение сопротивления нагрузки лежит в диапазоне  $10^5$ – $10^6$  Ом. При таком выборе сопротивления время нарастания и время спада импульса примерно одинаковы.

Сравним поведение вблизи катода ионов аргона и спирта, являющихся стандартной газовой смесью для наполнения счетчика.

Ионы аргона на расстоянии примерно  $10^{-7}$  см от катода нейтрализуются (вырывают электрон из катода) и оказываются в возбужденном состоянии. На расстоянии от катода  $2 \cdot 10^{-8}$  см возбужденный атом может вырвать электрон.

Возможен и другой процесс: атом аргона снимает свое возбуждение, испуская фотон, который приводит к фотоэффекту на катоде. Итак, при нейтрализации иона аргона появляются электроны, которые, двигаясь к аноду, снова создадут электронно-фотонную лавину.

Ионы спирта также нейтрализуются у катода и оказываются в возбужденном состоянии. Однако среднее время жизни возбужденной молекулы спирта до диссоциации ( $\sim 10^{-13}$  с) значительно меньше среднего времени жизни до снятия возбуждения за счет излучения ( $\sim 10^{-7}$  с) и меньше времени, необходимого для подхода к катоду от места нейтрализации ( $\sim 10^{-7}$  с) до места ( $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  см), где возможно вырывание электрона из катода ( $\geq 10^{-12}$  с). Таким образом, для 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 сопротивления, с которого снимается импульс.

К недостаткам самогасящегося счетчика относится то, что он имеет ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе в счетчике диссоциирует  $10^9$ – $10^{10}$  молекул спирта. В счётчиках средних размеров имеется около  $10^{20}$  молекул спирта, поэтому счетчик, наполненный смесью аргона и спирта, выдерживает  $10^9$ – $10^{10}$  импульсов. Кроме того, в самогасящемся счетчике Гейгера–Мюллера для возникновения разряда достаточно образования в его рабочем объеме одной электронно-ионной пары. Поэтому амплитуда импульса напряжения на выходе счетчика Гейгера–Мюллера не зависит от первичной ионизации, созданной заряженной частицей в газе, что делает эти счетчики непригодными для целей спектрометрии ионизирующих излучений.

**Счетчик с бусинкой.** Экспериментальным подтверждением того, что действительно в самогасящемся счетчике разряд распространяется вдоль нити, является опыт, в котором анод счетчика состоит из двух электрических изолированных с помощью стеклянной бусинки нитей, расположенных на одной прямой. Каждый участок счетчика (левый и правый) подключен к своей регистрирующей электронной схеме.

Если наполнить счетчик аргоном без специально введенной примеси гасящего газа, то независимо от того, через правый или левый участок счетчика пройдет заряженная частица, разряд возникает во всем объеме счетчика. Обе схемы (правая и левая) зарегистрируют одновременно прохождение частицы через счетчик. Если добавить к аргону 5–10% паров спирта, то разряд будет возникать только в одной половине счетчика в зависимости от того, справа или слева от бусинки прошла частица. В этом случае разряд распространяется вдоль нити, и стеклянная бусинка, если ее радиус превышает длину пробега фотонов в рабочей смеси газов, предотвращает распространение разряда из одной половины счетчика в другую. Уменьшая диаметр бусинки до величины, при которой разряд переходит из одной половины в другую, можно оценить коэффициент

поглощения фотонов гасящим газом. Это можно сделать также, изменяя давление гасящего газа.

### 3.2.3. 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. 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 нельзя пренебрегать. 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  $\sigma$ . Тогда по теореме Рамо–Шокли мгновенное значение тока от элемента слоя длиной  $dx$  составит

$$di = \frac{\sigma \cdot u^+ dx}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_i}}, \quad (3.41)$$

где  $r_0$  – расстояние цилиндрического слоя ионов от центра счетчика в данный момент;  $v^+ = u^+ (E_0 + E_1)$  – скорость дрейфа с учетом электрического поля  $E_1$ , созданного объемным зарядом, и поля  $E_0$ , созданного разностью потенциалов  $U_0$ . Если считать, что  $E_0$  постоянно (малое сопротивление 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  $\sigma$ . Будем рассматривать этот конденсатор как два коаксиальных цилиндрических конденсатора, на внутреннюю оболочку радиусом  $r_0$  которого передан заряд с плотностью  $\sigma$  [2]. Разность потенциалов между внешними электродами с радиусами  $r_a$  и  $r_i$  и электродом с радиусом  $r_0$  будет равна заряду, деленному на сумму емкостей внутреннего и внешнего конденсатора, т. е.

$$|U_1| = \frac{\sigma \cdot dx}{C_1 + C_2} = \frac{\sigma \cdot dx}{\frac{dx}{2 \ln(\frac{r_a}{r_0})} + \frac{dx}{2 \ln(\frac{r_0}{r_i})}} = 2\sigma \cdot \frac{\ln(\frac{r_a}{r_0}) \cdot \ln(\frac{r_0}{r_i})}{\ln(\frac{r_a}{r_i})}. \quad (3.42)$$

Напряженность электрического поля внутри внешнего конденсатора, т. е. при  $r > r_0$ , равна

$$E'_1 = \frac{U_1}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)} = \frac{2\sigma}{r} \left\{ 1 - \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \right\}. \quad (3.43)$$

И соответственно при  $r < r_0$ , т. е. внутри внутреннего конденсатора,

$$E''_1 = \frac{U_1}{r \ln\left(\frac{r_0}{r_i}\right)} = -2\sigma \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}. \quad (3.44)$$

Напряженность электрического поля внутри слоя ионов, т. е. при  $r = r_0$  можно найти, усредняя (3.43) и (3.44) [2]

$$E_1 \approx \frac{(E'_1 + E''_1)}{2} = \frac{\sigma}{r_0} \left\{ 1 - 2 \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \right\}. \quad (3.45)$$

Следовательно, скорость дрейфа ионов будет зависеть от места положения ионов в счетчике  $r_0$

$$v^+ = u^+ \left\{ \frac{U_0}{r_0 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} + \frac{\sigma}{r_0} \left[ 1 - 2 \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \right] \right\}. \quad (3.46)$$

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 импульсной ионизационной камеры, но с учетом приведенной выше зависимости скоростей 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. Форма импульса тока для двух различных положений первичной ионизации в счетчике показана на рис. 3.16. Из приведенных данных видно, что время нарастания импульса

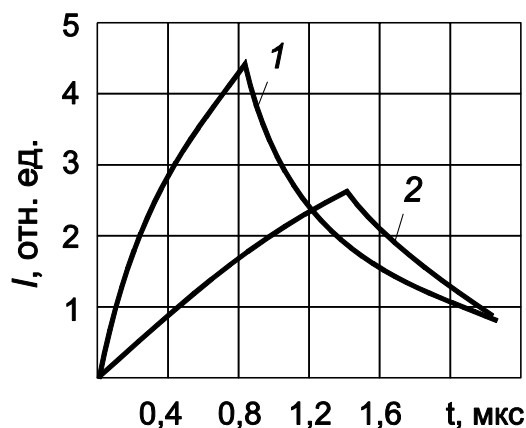


Рис. 3.16. Зависимость тока в самогасящем счетчике от времени после создания в нем ионизации: 1 – в центре счетчика; 2 – вблизи торца

тока до определенного значения зависит от места первичной ионизации. Самое медленное нарастание в случае, когда частица попадает вблизи одного из концов нити. Разброс во времени нарастания импульса тока порядка нескольких единиц умноженных на  $10^{-7}$  с. Время от момента прохождения частицы в счетчике до начала разряда, как и в пропорциональных счетчиках, определяется временем дрейфа электронов от места образования до анода. Максимальную плотность заряда  $\sigma$  и амплитуду импульса напряжения при большом значении  $RC$  можно получить, используя (3.43). 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 [2]

$$\sim \frac{U_{\text{зак.}}}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}, \quad (3.47)$$

т. е. когда

$$\left| \frac{U_{\text{зак.}}}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} - \frac{U_0}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \right| \approx E_1(r_0). \quad (3.48)$$

Если  $r_0 \sim r_i$ , то  $E_1(r_i) = \sigma / r_i$ . Поскольку обычно счетчики работают при  $U_0 - U_{\text{зак.}} = 100$  В и имеют  $\ln(r_a/r_i) \approx 5$ , то  $\sigma \approx 8 \cdot 10^7$  ион/см. При длине счетчика 10 см, емкости  $C = 10$  пФ и большой в сравнении со временем дрейфа ионов к катоду постоянной  $RC$  амплитуда импульса напряжения  $V = \sigma \cdot l / C \approx 12$  В.

### 3.2.4. 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  $\sigma$  достигает значения, определяемого по порядку величины формулой (3.48). После этого сгусток ионов движется к катоду. По мере продвижения ионов к катоду электрическое поле вблизи анода растет. Когда ионы достигнут некоторого расстояния  $r_c$  от центра счетчика, вблизи анода вновь возможно развитие разряда. Время от предыдущего разряда до момента, когда ионы достигнут радиуса  $r = r_c$  (*в течение которого счетчик не может регистрировать другие частицы*), 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, имеют меньшие амплитуды. *Время, в течение которого частицы регистрируются, но амплитуды импульсов имеют меньшие значения, называется временем восстановления счетчика*. Время восстановления по порядку величины равно мертвому времени и для счетчиков радиусом около 0,5 см составляет  $10^{-3} - 10^{-4}$  с.



Величину  $r_c$  можно определить, принимая во внимание (3.44). Действительно, разряд сможет возникнуть в счетчике тогда, когда электрическое поле вблизи анода, обусловленное напряжением  $U_0$  и объёмным зарядом, достигнет величины определяемым выражением (3.47), т. е. когда [2]

$$\frac{U_{\text{зак.}}}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \leq \frac{U_0}{r_i \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} - \frac{2\sigma}{r_i} \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}, \quad (3.49)$$

откуда

$$r_c \geq r_a \exp\left(-\frac{|U_0 - U_{\text{зак.}}|}{2\sigma}\right). \quad (3.50)$$

Время движения ионов от анода до  $r = r_c$  в самогасящихся счетчиках около 200 мкс. Форма импульсов счетчика показана на рис. 3.17. Видно, что в течение мертвого времени  $\tau_m$  нет наложения импульсов. Но затем при временах, больших  $\tau_m$  на импульс налагаются импульсы, амплитуды которых тем больше, чем позже они возникают после первоначального импульса.

Мертвое время счетчика зависит от количества разрядов, происходящих в нем в единицу времени. С ростом скорости счета мертвое время уменьшается и может достигать примерно 10 мкс. Это явление можно объяснить следующим образом. Чем больше скорость счета, тем больше разрядов начинается в течение времени восстановления. Частицы, попавшие в счетчик в течение времени восстановления, создают меньшую плотность заряда  $\sigma$  и, следовательно, ионам потребуется пройти меньшее расстояние от анода, чтобы вблизи анода вновь была напряженность поля, достаточная для развития разряда.

Измеряемая величина  $\tau_m$  зависит еще и от уровня дискриминации схемы регистрации (порога срабатывания). Чем ниже уровень дискриминации, тем

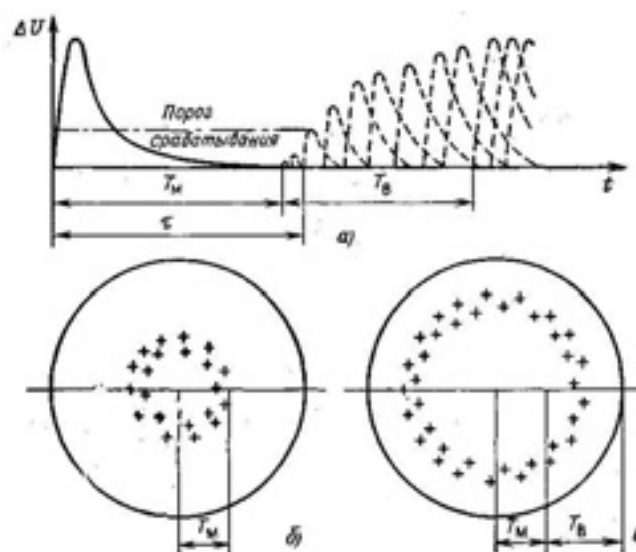


Рис. 3.17. Форма импульса напряжения на выходе счетчика Гейгера - Мюллера: а – форма импульса; б – облако положительных ионов, обуславливающих мертвое время; в – облако положительных ионов, обуславливающих время восстановления

меньшее значение  $\tau_m$  может быть при больших скоростях счета. Порог срабатывания пересчетных систем, используемых обычно в работе со счетчиками Гейгера–Мюллера, довольно мал (доли вольта), поэтому ионизирующие частицы, попадающие в рабочий объем счетчика во время процесса восстановления разности потенциалов до номинального значения, могут быть зарегистрированы счетчиком. Минимальный промежуток времени между двумя следующими друг за другом частицами, когда они регистрируются счетчиком раздельно, называют временем разрешения  $\tau_p$ . Очевидно, что  $\tau_p \geq \tau_m$ , и соотношение между этими величинами зависит от порога срабатывания.

Время разрешения (или мертвое время) можно измерить *методом двух источников*. С этой целью следует сравнить скорость счета  $n_{12}$  при облучении счетчика двумя источниками одновременно с суммой скоростей счета  $n_1$  и  $n_2$  от каждого источника в отдельности. В результате просчетов окажется  $n_{12} < n_1 + n_2$ . По условиям эксперимента  $n_{012} = n_{01} + n_{02}$ , где  $n_{01}$ ,  $n_{02}$  – количество частиц, попадающих в счетчик за 1 с от разных источников. Так как эти числа связаны со скоростями счета известным соотношением  $n_0 = n/(1 - n \cdot \tau_p)$ , то можно записать, что  $n_{12}/(1 - n_{12} \cdot \tau_p) = n_1/(1 - n_1 \cdot \tau_p) + n_2/(1 - n_2 \cdot \tau_p)$ . Если  $n \cdot \tau_p \ll 1$ , то время разрешения определяется как  $\tau_p = (n_1 + n_2 - n_{12})/(2n_1 \cdot n_2)$ . При наличии постороннего фона ( $n_\phi$  – скорость счета фона) из числителя этого выражения следует вычесть величину  $n_\phi$ .

### 3.2.5. Счетная характеристика

Основная характеристика счетчика – **зависимость числа отсчетов при постоянном источнике излучения от напряжения на счетчике называется счетной характеристикой** (рис. 3.18). Такая характеристика самогасящегося счетчика имеет почти горизонтальный участок, протяженностью 100–200 В. Начальный участок этой характеристики имеет резкий подъем (форма начального участка зависит от уровня дискриминации регистрирующей схемы), который обусловлен зависимостью амплитуды импульса от перенапряжения на счетчике  $U_0 - U_{\text{зж.}}$ , разбросом амплитуд импульсов из-за флуктуаций в развитии и гашении разряда.

В области напряжений от  $U_n$  до  $U_k$  (на *плато*) скорость счета практически постоянна. В области напряжений  $U_0 < U_n$  скорость счета резко падает и при напряжении на счетчике  $U_0 = U_{\text{зж.}}$ , называемом потенциалом зажигания, практически равна нулю. В области  $U_0 < U_n$  амплитуды импульсов напряжения от счетчика сравнительно невелики (вольты и доли вольта) и еще зависят от начальной ионизации.

Некоторые импульсы напряжения меньше порога чувствительности счетного устройства и поэтому ими не регистрируются. При  $U_0 > U_k$  число регистрируемых импульсов резко возрастает за счет, так называемых, **ложных импульсов**, которые обуславливают некоторый наклон **плато**. 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 **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 во время дрейфа. Ионы гасящего газа при нейтрализации на катоде тоже могут образовать свободный электрон, если, например, возбужденная после деионизации молекула высветит фотон, а не диссоциирует.

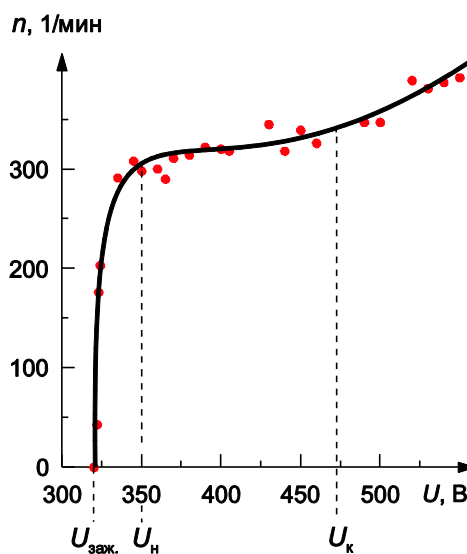


Рис. 3.18. Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера

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 В.

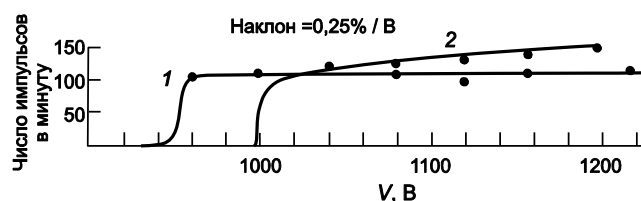


Рис. 3.19. Счетная характеристика счетчика: 1 – наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта; 2 – тот же счетчик с добавлением 2% воздуха (появляются электроотрицательные ионы) [13]

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Необходимо отметить, что пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально, поскольку даже небольшое изменение газового состава рабочей смеси очень сильно влияет на наклон плато (рис. 3.19). Поэтому прежде, чем приступить к измерениям с помощью газоразрядного счетчика, необходимо определить его фон и измерить счетную характеристику.

являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально, поскольку даже небольшое изменение газового состава рабочей смеси очень сильно влияет на наклон плато (рис. 3.19). Поэтому прежде, чем приступить к измерениям с помощью газоразрядного счетчика, необходимо определить его фон и измерить счетную характеристику.

Фон счетчика обусловлен космическим излучением, естественной радиоактивностью среды и воздуха, а также радиоактивностью самих материалов, из которых изготовлен счетчик. Фон счетчика зависит от его размеров и чистоты материалов, из которых он изготовлен. Обычно фон счетчика составляет несколько импульсов в минуту на  $1 \text{ см}^2$  поверхности катода. Если убрать из лаборатории внешние источники излучения, то число регистрируемых счетчиком в единицу времени импульсов уменьшится до некоторой величины, называемой фоном счетчика.

### 3.2.6. Эффективность регистрации

Эффективность регистрации зависит от вида излучения. Для заряженных частиц эффективность регистрации близка к единице. Регистрация незаряженных частиц происходит по вторичным заряженным частицам, возникающим вследствие взаимодействия незаряженных первичных частиц с рабочим веществом детектора. Эффективность регистрации рентгеновского и  $\gamma$ -излучения порядка  $10^{-2}$ . Эффективность регистрации нейтронов очень сильно зависит от природы газа, заполняющего счетчик, и от энергии нейтронов.

Для регистрации заряженных частиц счетчики должны иметь или тонкие стенки, или специальные тонкостенные окна, чтобы заряженные частицы могли проникать внутрь счетчика.

Эффективность регистрации счетчиком релятивистских заряженных частиц можно определить экспериментально, поместив исследуемый счетчик между двумя другими счетчиками так, чтобы оси всех счетчиков были параллельны и находились в одной плоскости (рис. 3.20). Очевидно, что любая частица, прошедшая через счетчики 1 и 3, обязательно пройдет и через счетчик 2. Такую установку из нескольких счетчиков, включенных в систему совпадений, которая позволяет отбирать частицы в заданном телесном угле  $\Omega$ , называют телескопом счетчиков. Эффективность регистрации  $\varepsilon_2$  среднего счетчика можно определить как отношение числа зарегистрированных в нем частиц (тройные совпадения) к числу прошедших через него частиц (двойные совпадения). Очевидно, что число тройных совпадений  $N_{123} = N \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3$ , а число двойных совпадений  $N_{13} = N \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3$  (где  $N$  – число частиц, прошедших через телескоп). Отсюда эффективность регистрации  $\varepsilon_2 = N_{123} / N_{13}$ .

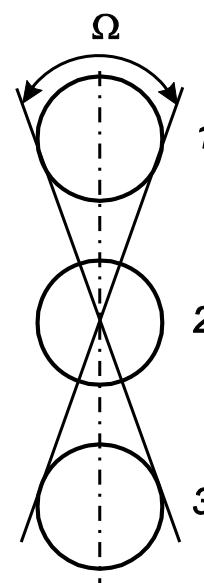


Рис. 3.20. Телескоп счетчиков

Помимо истинных совпадений, вызванных регистрацией одной и той же частицы, возможны и случайные совпадения, вызванные регистрацией двух или трех независимых частиц, попавших в счетчики за время меньше, чем время разрешения схемы совпадений. Число двойных, случайных совпадений

за время измерения  $t$  определяется по формуле  $N_{\text{сл.}} = 2\tau_p \cdot n_1 \cdot n_3 \cdot t$ , где  $n_1$  – скорость счета фона в счетчике 1;  $n_3$  – скорость счета фона в счетчике 3 и  $\tau_p$  – время разрешения схемы совпадений. Вероятность тройных случайных совпадений много меньше вероятности двойных совпадений, поэтому при малой интенсивности фона тройными совпадениями можно пренебречь.

Для регистрации  $\gamma$ -квантов обычно применяют счетчики с толстыми стеклянными стенками ( $\sim 1$  мм). Реже используют счетчики со специальными металлическими катодами. Регистрация  $\gamma$ -кванта, попавшего в счетчик, происходит в том случае, если в результате взаимодействия  $\gamma$ -кванта появляется электрон. Например, при взаимодействии  $\gamma$ -кванта с рабочим веществом детектора (в основном с веществом катода) появляется заряженная частица – электрон (либо фотоэлектрон, комптон-электрон, электронно-позитронная пара), который, попадая в рабочий объем детектора, заполненный газом, производит там ионизацию. Очевидно, подавляющее число электронов рождается в стенках счетчика. В зависимости от толщины катода счетчика и энергии  $\gamma$ -кванта меняется число электронов, попадающих в чувствительный объем счетчика. Чем толще катод и чем ниже энергия  $\gamma$ -кванта, тем меньше электронов попадет в счетчик. Поэтому, в отличие от эффективности регистрации заряженных частиц, эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_\gamma \approx 0,1\text{--}3$  МэВ составляет всего от нескольких десятых до единиц процентов.

Газоразрядные счетчики регистрируют и нейтроны. Регистрация нейтронов происходит в результате или упругого рассеяния нейтронов на ядрах газа, заполняющего счетчик, или образования  $\gamma$ -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 – порядка сотых долей процента. Для нейтронов более высоких энергий эффективность еще меньше. Если же счетчик окружить кадмием и поместить в замедлитель нейтронов (воду, парафин), то нейтроны будут регистрироваться по  $\gamma$ -квантам захвата в водороде и кадмии.

**Эффективность регистрации заряженных частиц.** Для развития разряда в счетчике достаточно образования в его объеме одной пары ионов. Поэтому эффективность счетчика по отношению к заряженным частицам определяется вероятностью образования в объеме счетчика хотя бы одной пары ионов.

Вероятность того, что на пути  $l$  в счетчике частица не образует ни одной пары ионов, равна  $\exp(-l/l_{\text{ср.}})$ , где  $l_{\text{ср.}}$  – средняя длина, которую проходит заряженная частица в газе до образования одной пары ионов;  $l$  – длина, которую проходит частица в объеме счетчика. Так как на пути в 1 см частица образует  $\nu$  пар ионов ( $\nu$  – первичная удельная ионизация), то на

пути  $l$  частица создает  $v \cdot l$  пар ионов. Учитывая, что на пути  $l_{\text{ср.}}$  частица образует одну пару ионов, получаем, что  $l_{\text{ср.}} = 1/v$ .

Тогда вероятность того, что частица будет зарегистрирована, равна  $1 - \exp(-v \cdot l) = 1 - \exp(-N_{\text{ср.}})$ , где  $N_{\text{ср.}}$  – среднее число пар ионов, которое образует частица в объеме счетчика, пройдя путь  $l$ .

Таким образом, эффективность регистрации частицы, равная отношению  $N_{\text{ср.}}/N$  (и равная вероятности регистрации частицы), выражается формулой [1]

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{ср.}}}{N} = 1 - \exp(-N_{\text{ср.}}). \quad (3.51)$$

**Счетчики с малой эффективностью.** При уменьшении диаметра или при уменьшении давления газа число пар ионов, образующихся в объеме счетчика, будет уменьшаться. Это приведет к уменьшению эффективности регистрации заряженных частиц. Для счетчика с низкой эффективностью можно получить следующее выражение:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N_{\text{ср.}}) \approx 1 - (1 - N_{\text{ср.}}) \approx N_{\text{ср.}}, \quad (3.52)$$

т. е. эффективность счетчика пропорциональна среднему числу пар ионов, образующихся в счетчике после прохождения через него заряженной частицы. Это означает, что счетчик малой эффективности может измерять величину, пропорциональную поглощенной в объеме счетчика энергии. Число регистрируемых импульсов будет пропорционально среднему числу пар ионов, создаваемых заряженной частицей в объеме счетчика. В отличие от счетчика с большой эффективностью, в котором скорость счета пропорциональна числу проходящих через счетчик заряженных частиц, т. е. пропорциональна площади поперечного сечения счетчика, скорость счета счетчика с малой эффективностью пропорциональна его объему.

### 3.3. Галогенные счетчики

Галогенные счетчики обычно работают на смеси неона (потенциал ионизации неона равен 21,5 В, потенциал возбужденного метастабильного состояния 16,6 В) и паров брома (потенциал ионизации 12,8 В). Разность потенциалов между катодом и нитью выбирают так, чтобы вблизи нити напряженность электрического поля была бы достаточна для возбуждения атомов неона, но недостаточна для его ионизации. Возбужденные атомы неона переходят в метастабильное состояние со временем жизни  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  с. В течение этого времени атом неона испытывает большое число соударений, в том числе и с молекулами брома. Так как энергия ионизации брома меньше энергии возбуждения атома неона, то такие соударения могут привести к ионизации молекулы брома. Образовавшийся свободный электрон в свою очередь на пути к нити возбуждает атомы неона с последующей ионизацией молекулы брома.

Второй процесс, приводящий к возникновению электронно-фотонных лавин, аналогичен фотонному механизму усиления в несамогасящихся

газовых детекторах. Отличие заключается в существенно большей длительности процесса высвечивания. Это приводит к тому, что время нарастания электрического импульса в галогенных счетчиках на несколько порядков больше, чем в счетчиках, наполненных смесью инертного газа и пара органической жидкости.

В результате развития электронно-фотонных лавин в галогенных счетчиках (так же, как и в обычных) вблизи нити образуется пространственный заряд, препятствующий дальнейшему развитию электронно-фотонных лавин. Разряд гасится. Ионы галоида дрейфуют к катоду и при нейтрализации не вызывают эмиссии электронов. Это так же, как в обычных самогасящихся счетчиках, обуславливает одноступенчатый характер разряда.

Галогенные счетчики работают при существенно меньшей разности потенциалов по сравнению с обычными. Значительно большее время нарастания сигнала и, главное, большие флуктуации времени нарастания существенно ухудшают временное разрешение галогенных счетчиков.

#### **4. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД**

Сцинтилляционный метод основан на регистрации коротких вспышек света – сцинтилляций, возникающих в некоторых веществах (сцинтилляторах) после прохождения через них заряженных частиц (рис. 4.1). Сцинтилляции отличаются от других видов свечения (например, свечения Вавилова–Черенкова) тем, что они обусловлены электронными переходами внутри центра свечения; в зависимости от типа вещества центром свечения может служить атом, молекула, ион или более сложное образование.

Конечная длительность свечения, определяемая в основном временем пребывания центра свечения в возбужденном состоянии, отличает сцинтилляции от излучения Вавилова–Черенкова, тормозного и переходного излучений. От индуцированного излучения лазера сцинтилляции отличаются тем, что являются спонтанным и некогерентным излучением.

*Существенно отметить, что центр свечения, как правило, возбуждается не непосредственно быстрой заряженной частицей, а в результате переноса энергии к нему. Поэтому весьма важную роль в образовании сцинтилляции играет процесс переноса энергии от возбужденных атомов, ионов или молекул к центрам свечения. Понимание принципов работы сцинтилляционных детекторов, а, следовательно, создание совершенных детекторов и расширение области применения существующих детекторов невозможно без детального исследования сцинтилляционного процесса и, в частности, без детального изучения процессов переноса энергии от основного вещества к центрам свечения.*

Впервые сцинтилляции наблюдались визуально при облучении экрана из сернистого цинка  $\alpha$ -частицами (для этого требуется длительная, порядка 30–40 мин, адаптация глаза к темноте). С помощью этого метода были

проведены опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц, которые привели к установлению ядерной модели атома.

#### 4.1. Принцип работы сцинтилляционного детектора

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора – прибора, регистрирующего световые вспышки (фотоприемника); электронного устройства для получения и обработки данных об амплитуде сцинтилляционного импульса, его форме, спектре свечения. В ряде экспериментов между сцинтиллятором и фотоприемником помещают световод (светопровод)

(рис. 4.1). Применение световодов существенно расширяет возможности детектора. Можно отнести фотоприемник на значительное расстояние от сцинтиллятора и тем самым удалить его от генераторов различного типа помех (радиационных, электромагнитных, тепловых, звуковых и т. д.). Особенно перспективно применение оптоволоконных световодов. Однако, проходя через световод, световая вспышка (сцинтилляция) изменяет свои параметры: изменяется ее длительность, из-за поглощения света уменьшается число фотонов, изменяется и спектр. Вместе с тем в ряде случаев применение световодов позволяет увеличить светособирание. Возможно и уменьшение длительности световой вспышки после прохождения ее через световод. Для регистрации излучений применяются различные типы сцинтилляторов.

**Регистрация фотонов ФЭУ.** Наиболее широко в современном эксперименте применяется детектор, состоящий из сцинтиллятора и фотоэлектронного усилителя – ФЭУ. Схема такого детектора приведена на рис. 4.1 и 4.2. Напряжение, прикладываемое к электродам ФЭУ, как правило, снимается с омического делителя, питаемого от стабилизированного источника высокого напряжения. Суммарное сопротивление делителя должно быть таким, чтобы протекающий через него ток был на порядок больше тока в вакууме между динодами. В противном случае падение напряжения в цепи тока динодов и тока анода на резисторах делителя будет нарушать нормальный режим работы ФЭУ. Для измерения сигнала со сцинтилляционного детектора к аноду ФЭУ (или же к последнему диноду)

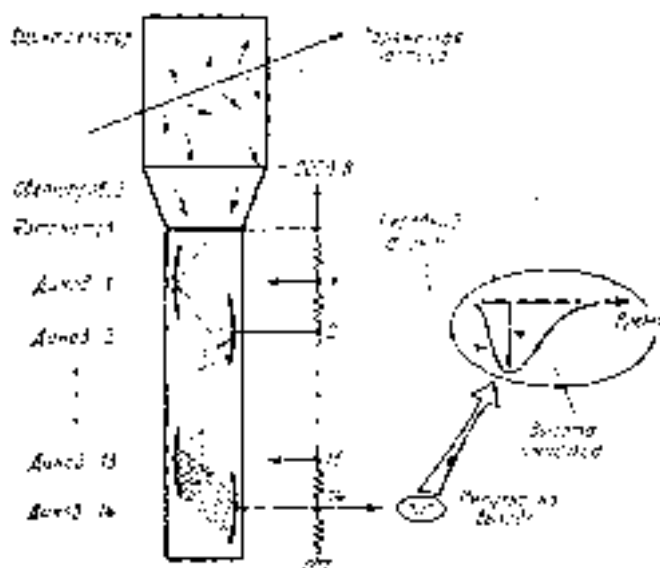


Рис. 4.1 Схема устройства сцинтилляционного детектора. Заряженная частица, пролетающая через сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод



подсоединяется нагрузка  $R$ . Параллельно резистору  $R$  всегда присутствует паразитная емкость  $C$ . Импульс напряжения на сопротивлении  $R$  формируется точно так же, как и в случае ионизационного детектора.

Рассмотрим последовательно процессы, приводящие к образованию электрического

импульса на входе ФЭУ.

Быстрая заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, теряет энергию  $E_{\pi}$ . Некоторая

доля этой энергии  $E_{\phi}$  преобразуется в

световую. Отношение

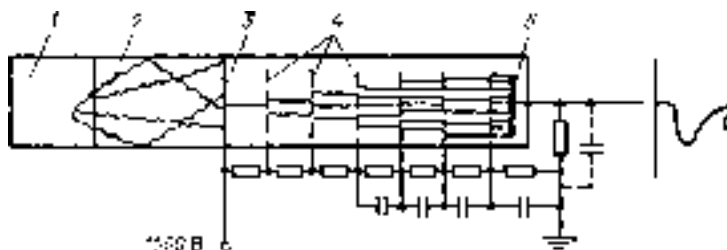


Рис. 4.2. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора: 1 – сцинтиллятор; 2 – светопровод; 3 – фотокатод; 4 – диноды; 5 – анод

$$\frac{E_{\phi}}{E_{\pi}} = \eta_k \quad (4.1)$$

называется **конверсионной эффективностью**, или энергетическим выходом [1]. Это одна из основных характеристик сцинтиллятора.

Необходимо отметить, что конверсионная эффективность зависит от удельных ионизационных потерь регистрируемых частиц и различна для разных типов частиц. Эта зависимость для  $\alpha$ -частиц и электронов характеризуется величиной  $\alpha/\beta$ , которая представляет собой отношение конверсионных эффективностей при облучении сцинтиллятора  $\alpha$ -частицами и электронами одинаковой энергии.

Значение  $\eta_k$  в зависимости от типа сцинтиллятора изменяется от 0,01 до 0,3 и для частиц одного типа обычно слабо зависит от их энергии. Зная  $\eta_k$  и  $E_{\pi}$ , можно определить число фотонов  $N_{\phi}$ , испускаемых за время  $\tau$ , которое также зависит от типа сцинтиллятора и находится в пределах  $10^{-5}$ – $10^{-9}$  с. Если средняя энергия фотона равна  $h\nu$ , то [1]

$$N_{\phi} = \frac{E_{\pi} \cdot \eta_k}{h\nu} \quad (4.2)$$

Таким образом, энергия  $\omega_{\phi}$ , идущая на образование одного фотона,

$$\omega_{\phi} = \frac{E_{\pi}}{N_{\phi}} = \frac{h\nu}{\eta_k} \quad (4.3)$$

Конверсионную эффективность  $\eta_k$  можно еще связать со световым выходом сцинтилляций  $\kappa = \eta_k / h\nu$ . Величина светового выхода соответствует отношению среднего числа фотонов, возникающих в процессе одной сцинтилляции, к доле энергии частицы, потерянной в сцинтилляторе.

Число фотонов, попадающих на катод ФЭУ, зависит от коэффициента светособирания  $\eta_c$ , значение которого составляет обычно 0,3–0,8. Таким образом, на катод ФЭУ за время  $\tau$  попадает  $N_{\phi} \eta_c$  фотонов, распределенных

во времени по определенному закону, зависящему от механизма высвечивания сцинтиллятора (и от геометрии светособирающих элементов).

На рис. 4.3, а, по горизонтальной оси отложены моменты времени попадания фотонов на катод ФЭУ. При этом в результате фотоэффекта с поверхности катода в рабочий объем выходят фотоэлектроны (рис. 4.3, б). Число фотоэлектронов зависит от величины, определяемой квантовой эффективностью катода и вероятностью выхода фотоэлектрона в объем ФЭУ.

Из рис. 4.3, б, видно, что фотоэлектроны сдвинуты во времени относительно момента прохождения частицы (начало координат). Фотоэлектроны фокусируются на первый диод ФЭУ (рис. 4.1). Число электронов, достигших первого диода, затем в результате вторичной электронной эмиссии многократно увеличивается. После прохождения всех диодов внутри ФЭУ коэффициент усиления достигает значения  $10^4-10^8$ . Возникающие на аноде импульсы имеют конечную длительность из-за флуктуаций времени пролета через ФЭУ различных электронов.

#### Одноэлектронный режим.

Необходимо отметить, что анодные импульсы (рис. 4.3, в) в рассматриваемом случае являются одноэлектронными, т. е., каждый импульс на выходе ФЭУ, состоящий из большого числа электронов, порождается одним фотоэлектроном. Режим работы ФЭУ, при котором регистрируются одноэлектронные импульсы,

называется одноэлектронным. Число одноэлектронных импульсов пропорционально  $E_{\text{п}}$  – энергии частицы, поглощенной в сцинтилляторе.

**Импульсный режим.** Если средний интервал времени между одноэлектронными импульсами меньше их длительности, то будет происходить наложение импульсов во времени, т. е. форма суммарного токового импульса будет соответствовать изменению интенсивности свечения сцинтиллятора во времени. Зарегистрированной частице будет соответствовать один импульс тока (рис. 4.3, з).

Наиболее часто сцинтилляционный детектор работает в импульсном режиме, когда форма импульса тока ФЭУ повторяет форму сцинтилляции. При выборе сопротивления нагрузки в цепи ФЭУ, на котором измеряется амплитуда выходного импульса напряжения, руководствуются следующими

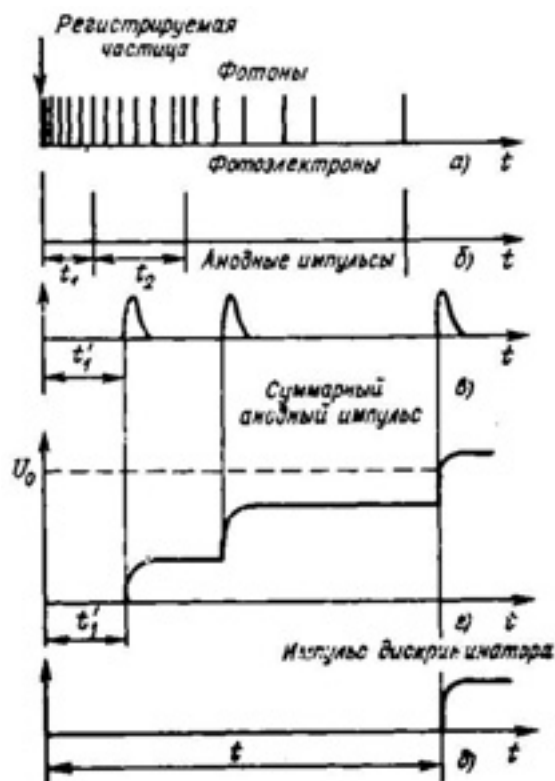


Рис. 4.3. Схема преобразования светового импульса в электрический

критериями. Если необходимо высокое временное разрешение, то постоянная времени должна быть меньше длительности сцинтилляции, и сопротивление нагрузки составляет (*при малой емкости около 5 пФ*) 50 – 1000 Ом.

Если высокое временное разрешение не является необходимым и детектор работает в спектрометрическом режиме, то для получения большой амплитуды сигнала включается нагрузка с большим сопротивлением – порядка  $10^6$  Ом. В этих условиях средний интервал времени между фотоэлектронами меньше постоянной времени выходной цепи ФЭУ. При этом происходит накопление заряда на аноде, что приводит к росту амплитуды импульса, как показано на рис. 4.3, *з*. Здесь пунктирной линией показан фиксированный порог чувствительности регистрирующей схемы, в результате чего электрический импульс на выходе схемы (рис.4.3, *д*) появляется через время  $t$  после момента прохождения частицы через сцинтиллятор.

Если число фотонов в сцинтилляции достаточно велико ( $10^4$ – $10^5$ ), то средний интервал времени между фотонами мал ( $10^{-14}$  с) и работа в одноэлектронном режиме нецелесообразна. Поэтому при регистрации одиночных частиц большой энергии обычно применяют импульсный (интегральный) режим работы. Однако и в этом случае возможность работы ФЭУ в одноэлектронном режиме может быть использована для градуировки детектора. Действительно, отношение амплитуд импульсов в интегральном и одноэлектронном режимах равно числу фотоэлектронов, достигших первого динода.

Если число фотонов в сцинтилляции мало, то целесообразно применять ФЭУ в одноэлектронном режиме. Следует заметить, что при работе ФЭУ в одноэлектронном режиме весьма существенную роль играют и шумовые характеристики ФЭУ, которые необходимо специально исследовать.

**Амплитуда и форма импульса.** Из рассмотренной на рис. 4.3 схемы видно, что характеристики сцинтилляционного детектора определяются свойствами сцинтиллятора, а также свойствами и режимом работы ФЭУ.

Вся информация о зарегистрированной частице содержится в электрическом импульсе на выходе ФЭУ: форма импульса дает сведения о процессах, происходящих в сцинтилляторе, амплитуда импульса позволяет определить поглощенную в сцинтилляторе энергию.

## 4.2. Основные характеристики сцинтилляторов

Из большого числа различных люминесцирующих веществ к сцинтилляторам относятся такие люминофоры, в которых время жизни центров свечения и время переноса энергии к ним в сумме не превышают  $10^{-10}$ – $10^{-5}$  с. Классификацию сцинтилляторов можно вести по различным признакам. Наиболее четко по своим свойствам выделяются *две большие группы: органические и неорганические сцинтилляторы.*

### 4.2.1. Неорганические сцинтилляторы

Неорганические сцинтилляторы характеризуются большими эффективными  $Z_{эфф}$ , большой плотностью и сравнительно большой длительностью свечения. К ним относятся щелочно-галогидные и цинк-сульфидные сцинтилляторы, нашедшие широкое применение в экспериментальной физике.

Характеристики некоторых сцинтилляторов приведены в табл. 4.1. Здесь введены следующие обозначения:  $E_g$  – ширина запрещенной зоны;  $T$  – рабочая температура;  $\rho$  – плотность;  $Z$  – усредненный атомный номер;  $n$  – показатель преломления среды;  $\tau$  – время высвечивания;  $\lambda_{max}$  – положение максимума в спектре испускания;  $h_\nu$  – средняя энергия фотона;  $\omega_\phi$  – энергия, идущая на образование одного фотона;  $\eta_k$  – конверсионная эффективность (при облучении электронами).

Таблица 4.1

Характеристики неорганических сцинтилляторов [1]

Кристалл	$E_g$ , эВ	$T$ , ° К	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$Z$	$n$	$\tau$ , нс	$\lambda_{max}$ , нм	$h_\nu$ , эВ	$\omega_\phi$ , эВ	$\eta_k$
<i>NaI</i>	5,8	60	3,67	50	1,75	30		4,2	12	0,85
<i>NaI(Tl)</i>		300	3,67		1,75	250	410	3	19,6	0,158±0,01
<i>CsI</i>	6,0	77	4,51	54	1,79	700		3,65	44,6	0,25
<i>CsI(Tl)</i>		300	1,51		1,79	700	550	2,2	36,6	0,06±0,004
<i>KI</i>	6,3		3,13	45,5	1,68	1000	410	4,1 3,3 3,0	96,7	0,031±0,03
<i>LiI</i>	6,2		4,06	28	1,95	1200	470	2,8	28	0,1
<i>ZnS(Ag)</i>	4,09		4,09	23	2,4	104	450	2,74	13,7	0,2
<i>BaF<sub>2</sub></i>			4,9		1,56	0,6	225			
<i>Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub></i>			7,13		2,15	350	480			

Неорганические сцинтилляторы – это кристаллы, которые легированы центрами активации (цветными центрами). Ионизирующие частицы образуют свободные электроны, свободные дырки и экситоны (пары электрон - дырка). Эти возбужденные состояния распространяются в кристаллической решетке до тех пор, пока не встретят центр активации  $A$ . Он переводится в возбужденное состояние  $A^*$ , которое путем испускания квантов видимого света перейдет в основное состояние  $A$ . Временем высвечивания сцинтиллятора  $\tau$  обычно называют время, в течение которого интенсивность

сцинтилляционного свечения, т. е. число фотонов, образующихся в сцинтилляторе в единицу времени, уменьшается в  $e=2,718$  раз. Время высвечивания сцинтиллятора определяется временем жизни нестабильного состояния  $A^*$ , которое зависит от температуры  $T$ , как  $\exp(-E_1/kT)$ , где  $E_1$  – энергия возбужденного состояния  $A^*$ .

Наибольшим световыходом обладают кристаллы сернистого цинка, но их не удается получить сколько-нибудь больших размеров. Заметим, что под световым выходом понимается количество фотонов, отнесенное к единице энергии, теряемой частицей. Обычно  $ZnS(Ag)$  – это мелкокристаллический порошок, и поэтому его прозрачность для испускаемого излучения мала. Поток фотонов люминесценции ослабляется приблизительно вдвое при прохождении слоя порошка толщиной около  $40 \text{ мг/см}^2$ . Кристалл  $ZnS(Ag)$  имеет медленную компоненту, сравнительно большой интенсивности со временем высвечивания  $10^{-6}$  с. Йодистый натрий, активированный таллием, является одним из лучших сцинтилляторов. Из всех известных сцинтилляторов, не считая  $ZnS(Ag)$ ,  $NaI(Tl)$  **имеет самый высокий световыход**. Кроме того, монокристаллы  $NaI(Tl)$  выращивают больших размеров (диаметром до 200–300 мм и такой же высоты). Монокристаллы йодистого натрия обладают высокой прозрачностью для собственного излучения. Йодистый натрий гигроскопичен, поэтому всегда должен быть в упаковке, защищающей его от попадания влаги. Примесь медленных компонент у  $NaI(Tl)$  мала, но при низких температурах (около  $-100^\circ \text{C}$ ) 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. Такое различие в значениях времени высвечивания позволяет разделить люминесценцию, созданную частицами с различными  $dE/dx$ . Кристаллы йодистого цезия и йодистого натрия содержат атомы с большим атомным номером, поэтому являются высокоэффективными детекторами  $\gamma$ -излучения.

Кристаллы йодистого лития представляют большой интерес, так как они являются высокоэффективными детекторами медленных нейтронов (реакция  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ ).

Значительно лучшим временным разрешением обладают неорганические сцинтилляторы на основе галогенидов кадмия. Эти кристаллы имеют слоистую структуру. Ширина сцинтилляционного импульса на половине его высоты для неактивированного йодистого кадмия составляет примерно 1 нс, а время нарастания около 0,25 нс. Кристаллы йодистого кадмия, активированные анионной примесью, имеют значительно больший энергетический выход, но более длительное свечение.

Перспективными сцинтилляторами являются кристаллы алюмоиттриевых гранатов и кристаллы алюмината иттрия, активированные

церием. Энергетический выход этих кристаллов хуже, чем у  $\text{NaI(Tl)}$  (~ в 2 раза), но длительность сцинтилляционного импульса на порядок меньше. Кроме того, эти кристаллы устойчивы к агрессивным средам.

Сцинтилляторы на основе кристаллов  $\text{BaF}_2$  и  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  не гигроскопичны и могут выращиваться до размеров порядка десятков сантиметров. К неорганическим сцинтилляторам следует отнести и сцинтилляторы на основе инертных газов (жидкие, твердые и газообразные).

Величина  $\omega_{\text{ф}}$  для хороших сцинтилляторов находится в пределах от 15 до 60 эВ; эта величина сравнима со средней энергией ионообразования в воздухе ~ 34 эВ.

#### 4.2.2. Органические сцинтилляторы

Органические сцинтилляторы характеризуются сравнительно малыми атомными номерами (6–7), малой плотностью (около 2 г/см<sup>3</sup>) и малой длительностью свечения ( $10^{-9}$  с). К ним относятся органические кристаллы, из которых наиболее подробно изучен антрацен, жидкие и твердые растворы сцинтиллирующих веществ в мономерах и полимерах, а также органические газы (табл. 4.2).

Сцинтилляторы на основе полимеров (полистирола, поливинилтолуола) с добавкой *n*-терфенила и сместителя спектра (для согласования спектра высвечивания сцинтиллятора со спектральной характеристикой фотокатода ФЭУ) типа РОРОР дают короткий сцинтилляционный импульс с временем нарастания около 0,2–0,6 нс и временем спада примерно 3 нс. Путем введения гасящих примесей удается получить сцинтилляторы с шириной

Таблица 4.2

Характеристики некоторых органических сцинтилляторов [1]

Кристалл	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$Z$	$n$	$\tau$ , нс	$\lambda_{\text{max}}$ , нм	$h_{\nu}$ , эВ	$\omega_{\text{ф}}$ , эВ	$\eta_{\text{к}}$
Антрацен $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$	1,25	5,8	1,59	30	445	2,77	81,4	0,034
Нафталин $\text{C}_{10}\text{H}_8$	1,45	5,8	1,58	96	348	3,6	176,4	0,017
Толлан $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$	1,18	5,8	–	7	390	3,16	98	0,032
<i>Транс-стильбен</i> $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$	1,16	5,7	1,62	4–8	410	3,00	100-200	0,030

сцинтилляционного импульса на половине высоты меньше 1 нс. При этом энергетический выход сцинтилляций снижается в несколько раз.

По своей химической структуре органические сцинтилляторы относятся к группе ароматических углеводов.

В противоположность неорганическим сцинтилляторам органические сцинтилляторы имеют очень короткое время высвечивания, порядка нескольких наносекунд. Органические сцинтилляторы часто используются в экспериментах со схемами совпадений. Критерием «быстроты»

сцинтиллятора является отношение конверсионной эффективности к времени высвечивания сцинтилляций. Чем больше это отношение, тем лучше такой сцинтиллятор для схем быстрых совпадений.

Механизм сцинтилляций в органических сцинтилляторах основан на возбуждении молекулярных уровней в основном флуоресцирующем материале, которое снимается путем испускания УФ-квантов. Поскольку длина поглощения УФ-квантов в большинстве прозрачных материалов очень мала (~ несколько мм), световой сигнал удается зарегистрировать только благодаря тому, что в сцинтиллятор добавляется примесь, в которой УФ-кванты превращаются в кванты видимого света (сместитель спектра).

Этот второй флуоресцирующий материал выбирается таким образом, что его спектр поглощения соответствует спектру высвечивания основного сцинтиллятора, а длины волн собственного излучения хорошо соответствуют спектральной чувствительности фотокатода.

Оба активных компонента сцинтиллятора либо растворяются в органической жидкости, либо смешиваются с мономером, образуя полимеризованный материал. Полимеризация может обеспечить любую желательную форму материала (например, пластины толщиной от 0,5 до 30 мм и площадью до  $2 \times 2$  м<sup>2</sup>). Важными характеристиками сцинтиллятора являются световой выход и характерная длина самопоглощения.

В качестве связующего материала для пластинчатых сцинтилляторов используют полимеры из ароматических соединений (полистирол *PST*, поливинилтолуол *PVT*) или алифатические материалы (акриловое стекло, плексиглас, ПММА). Отметим, что алифатические углеводороды характеризуются тем, что в их молекулах углеродные атомы связаны в открытые (незамкнутые) цепочки. Ароматические сцинтилляторы имеют примерно в два раза больший световой выход, чем алифатические, однако последние дешевле и легче обрабатываются.

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах можно качественно описать следующим образом. Заряженная частица за очень короткие ( $10^{-10}$ – $10^{-13}$  с) времена передает свою энергию сцинтиллятору. Это приводит к появлению ионизованных и возбужденных молекул и радикалов, образующихся в результате диссоциации сложных молекул. Время жизни молекул в возбужденных состояниях зависит от энергии возбуждения. За время порядка  $10^{-11}$ – $10^{-12}$  с молекулы окажутся в основных состояниях, испустив фотоны. Эти фотоны будут поглощаться соседними молекулами, которые в свою очередь, переходя в основное состояние, будут излучать фотоны. При этом энергия возбуждения распространяется по кристаллу и частично преобразуется в колебательную энергию. Итак, в результате такого процесса образуются молекулы, ионы и радикалы в самых низких и долгоживущих возбужденных состояниях ( $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с). На второй стадии происходит миграция энергии, т. е. передача энергии возбуждения от одних молекул другим, рекомбинация и т. д.

### 4.2.3. Модель центра свечения органических сцинтилляторов

**Конфигурационные кривые.** Обратимся теперь непосредственно к процессу появления фотонов люминесценции. Поскольку связи между молекулами в органических соединениях существенно не нарушают 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.

Простейшей моделью центра свечения может служить двухатомная молекула. Эта модель позволяет иллюстрировать основные особенности центра свечения независимо от его природы.

Энергия двухатомной молекулы складывается из энергии, связанной с электронными уровнями, энергии колебания ядер атомов относительно друг друга и вращательной. Все эти составляющие имеют дискретный характер и образуют довольно сложную систему уровней. Энергетическое расстояние между колебательными уровнями составляет примерно 0,2 эВ, расстояние между электронными уровнями, с которыми и связаны излучательные переходы, примерно 4 эВ, вращательной энергией молекулы можно пренебречь, поскольку расстояние между уровнями меньше 0,01 эВ.

Расстояние между ядрами атомов в состоянии, когда потенциальная энергия молекулы минимальна, равно  $r_0$ . Молекула находится в тепловом равновесии с окружающими ее молекулами, поэтому ядра атомов колеблются относительно друг друга. Потенциальная энергия молекулы при этом изменяется. В первом приближении можно считать, что сила, действующая на ядро атома, пропорциональна отклонению ( $x = r - r_0$ ) от положения равновесия

$$F = -kx. \quad (4.4)$$

Потенциальная энергия системы [1]

$$dE = -Fdx, \quad (4.5)$$
$$E = \frac{kx^2}{2}.$$

Потенциальную энергию системы можно характеризовать конфигурационной кривой, т. е. кривой, определяющей потенциальную энергию системы как функцию конфигурационной координаты. На рис. 4.4 показано, как изменяется потенциальная энергия молекулы при колебаниях атомов относительно друг друга. Колебательная энергия молекулы, находящейся в тепловом равновесии со средой, определяется температурой среды. Чем больше температура среды, тем больше размах колебаний ядер атомов, тем больше колебательная энергия молекулы. Весьма важно, что изменение колебательной энергии молекулы может происходить (и, как



правило, происходит) без изменения электронной энергии (т. е. электроны не переходят с уровня на уровень).

Если в результате поглощения большой порции энергии электрон в молекуле перейдет с одного уровня на другой (довольно быстро), то это приведет к изменению взаимодействия между атомами и к изменению потенциальной кривой. Электронный переход совершается за время, в течение которого расстояние между ядрами практически не меняется, поэтому такой электронный переход на энергетической диаграмме изображают вертикальной линией.

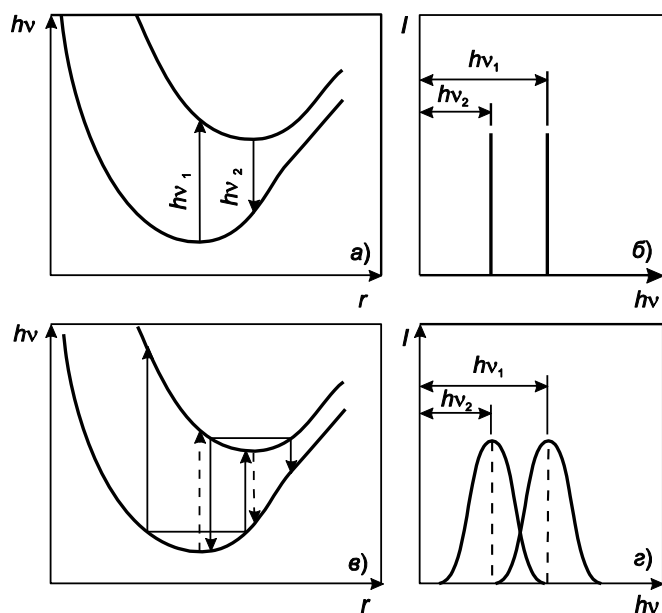


Рис. 4.4. Конфигурационные кривые (а, в) и спектры высвечивания (б, г) при абсолютном нуле (а, б) и при температуре, отличной от абсолютного нуля (в, г) [1]

Если молекула, находящаяся в возбужденном электронном состоянии, достаточно долгое время ( $10^{-8}$  с) не будет испытывать соударения с другими молекулами, то возможен обратный переход электрона с излучением кванта той же энергии, которая была поглощена. Возникает *резонансное излучение*. Этот процесс возможен только в разреженных газах. В конденсированных средах, благодаря обмену энергии с окружающей средой, молекула приходит в тепловое равновесие с ней за время порядка  $10^{-12}$ – $10^{-13}$  с.

Вследствие этого изменяется колебательная энергия молекулы. Весьма важно, что за это время электронные переходы в молекуле не успевают произойти. Таким образом, возбужденная молекула некоторое время находится в тепловом равновесии с окружающей средой. Колебательная энергия молекулы соответствует температуре среды.

Следует подчеркнуть, что непосредственно после поглощения кванта энергии и соответствующего электронного перехода молекула в результате взаимодействия со средой может, как отдать избыточную колебательную энергию, так и получить энергию от среды, если колебательная энергия молекулы в результате электронного перехода оказалась меньше той, которая соответствует температуре среды. Это означает, что в принципе возможна такая ситуация, что молекула за счет энергии среды может излучить квант с большей энергией, чем энергия кванта, который она поглотила. Поэтому правило Стокса, утверждающее, что энергия кванта люминесценции меньше, чем энергия кванта возбуждающего света, выполняется не всегда. Однако максимум спектра люминесценции сдвинут по отношению к максимуму

спектра поглощения в сторону меньших энергий кванта всегда. Это легко увидеть из следующего рассмотрения.

Будем охлаждать среду. При этом колебательная энергия молекул будет уменьшаться. Соответственно будет уменьшаться ширина спектра поглощения и спектра испускания. При абсолютном нуле колебательная энергия равна нулю, и как спектр поглощения, так и спектр испускания будут представлять собой узкую линию. Теперь очевидно, что, поскольку потенциальная кривая возбужденной молекулы сдвинута вправо, энергия возбуждающего фотона всегда больше, чем энергия фотона высветившегося (рис. 4.4). При увеличении температуры ширина линий увеличивается, но максимумы не смещаются, так как они соответствуют минимумам потенциальных кривых невозбужденной и возбужденной молекулы. Таким образом, если температурные кривые известны, то значения энергии кванта, соответствующей максимуму спектра поглощения, и энергии кванта, соответствующей максимуму спектра излучения, могут быть определены непосредственно, как показано на рис. 4.4. Из рис. 4.4 видно, что в соответствии с правилом Стокса максимум спектра испускания  $h\nu_2$  сдвинут в сторону меньших энергий кванта по отношению к максимуму спектра поглощения  $h\nu_1$ .

Из-за **конечной ширины спектров поглощения и испускания** возможно их **перекрывание**. Спектры испускания и поглощения частично перекрываются (чем меньше их перекрывание, тем большим световыходом будет обладать сцинтиллятор), и поэтому процесс радиационного снятия возбуждения молекул может быть не последним. При этом возможна **реабсорбция** фотонов (**вторичное самопоглощение**).

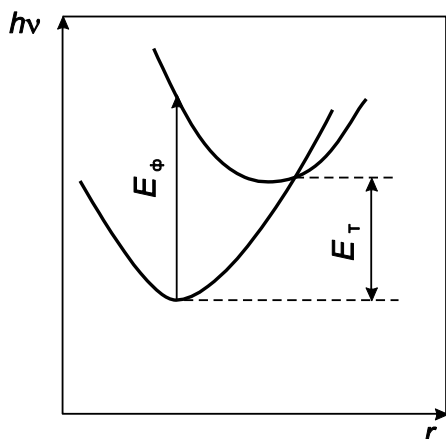


Рис. 4.5. Конфигурационные кривые при безызлучательном переходе [1]

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 перекрывания спектров

испускания и спектров поглощения их световыход и среднее время высвечивания могут зависеть от размеров сцинтилляторов.

**Реабсорбция** ухудшает прозрачность сцинтиллятора. Самопоглощение можно существенно уменьшить, если ввести в сцинтиллятор центры свечения, которые излучают кванты, не поглощающиеся в сцинтилляторе.

Эти вещества (**сместители спектра**) смещают спектр в область меньших энергий кванта.

**Внутреннее тушение.** Поскольку конфигурационная кривая возбужденного состояния смещена по отношению к конфигурационной кривой основного состояния, в принципе возможно пересечение этих двух кривых. В этом случае возможен безызлучательный переход из возбужденного в основное состояние (*внутреннее тушение*). Из энергетической диаграммы (рис. 4.5) видно, что энергия активации, необходимая для вызывания такого безызлучательного перехода, равна  $E_T$ . Вероятность безызлучательного перехода

$$\omega_T \sim \exp(-E_T/kT), \quad (4.6)$$

где  $T$  – температура в градусах Кельвина;  $k=1,380622(59) \cdot 10^{-23}$  Дж·(° К) – постоянная Больцмана.

Таким образом, помимо радиационных переходов из возбужденного состояния в основное состояние 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.

**Оптическая и термическая активация.** Модель конфигурационных кривых может быть применена и для объяснения свойств ловушек. Энергетическая диаграмма ловушки, как и центра свечения, может быть представлена двумя кривыми – кривой основного и кривой возбужденного состояний. Перевести электрон в возбужденное состояние (или возбудить центр свечения) можно, либо подействовав на него квантом с энергией  $E_\phi$  (*оптическая активация*), либо сообщив тепловую энергию  $E_T$  (*термическая активация*), чтобы он достиг точки пересечения кривых (рис. 4.5). Энергия термической активации  $E_T$  зависит от вида кривых и может быть как больше, так меньше энергии оптической активации  $E_\phi$ .

#### **4.2.4. Дозиметрические характеристики сцинтилляторов**

Конверсионная эффективность  $\eta_k$  определяет ту часть потерянной энергии в сцинтилляторе заряженной частицей, которая преобразуется в энергию световых квантов. В каждой сцинтилляции возникают фотоны, обладающие различными энергиями.

Оптический спектр сцинтилляций практически не зависит от энергии заряженной частицы и определяется составом вещества сцинтиллятора. Конверсионная эффективность  $\eta_k$  зависит от вида и энергии заряженных частиц и типа сцинтиллятора. Влияние типа заряженных частиц на конверсионную эффективность иллюстрируется рис. 4.6, 4.7. Различие между

частицами более существенно для органических сцинтилляторов. По величине световыхода и постоянству конверсионной эффективности  $\eta_k$  неорганические сцинтилляторы имеют преимущество перед органическими. Однако в дозиметрии важную роль играет эффективный атомный номер вещества сцинтиллятора, и с точки зрения воздухоэквивалентности преимущества остаются за органическими сцинтилляторами.

Для всех органических сцинтилляторов независимо от их агрегатного состояния световыходы для электронов примерно в 10 раз больше, чем для  $\alpha$ -частиц той же энергии. Это частично можно объяснить локальными перегревами сцинтилляторов при большой плотности ионизации (например, что при облучении  $\alpha$ -частицами с энергией 5 МэВ возможен местный перегрев до температуры

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  $dE/dx$  – имеется высокая вероятность расщепления молекул, т. е. образование *радикалов* или *поврежденных молекул*, в которых, как оказалось, очень велика вероятность тушения (велика вероятность нерадиационных переходов).



Рис. 4.7. Влияние типа заряженных частиц на конверсионную эффективность неорганического сцинтиллятора NaI(Tl) [14, 15]

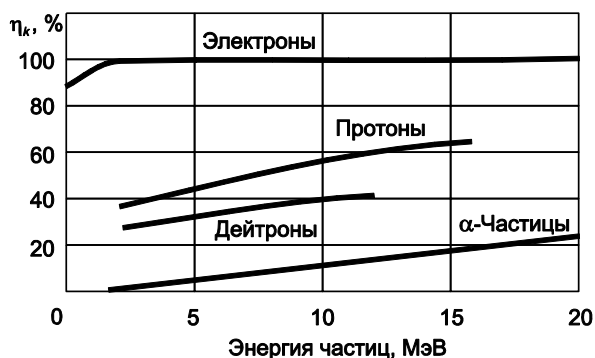


Рис. 4.6. Влияние типа заряженных частиц на конверсионную эффективность органического сцинтиллятора из антрацена [14, 15]

#### 4.2.5. Медленные и быстрые компоненты высвечивания

Экспериментально было установлено, что сцинтилляционный импульс в органических сцинтилляторах содержит два явно выраженных компонента: быстрый ( $10^{-9}$  с) и медленный ( $10^{-7}$ – $10^{-4}$  с). Среднее время высвечивания медленных компонент может отличаться от быстрых в 100 раз. Относительные интенсивности компонентов зависят от плотности ионизации и природы частицы так, что формы импульсов для тяжелых и легких частиц различны (рис. 4.8). Это позволяет с помощью различных схем выделять импульсы, созданные, например, электронами на фоне импульсов, созданных тяжелыми заряженными частицами, или же производить отдельную регистрацию нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

Исследования показали, что как быстрый, так и медленный компоненты сцинтилляции имеют одинаковый оптический спектр, обусловленный переходом с первого возбужденного синглетного уровня  $S_1$  на основной уровень  $S_0$ . Возможно, что медленный компонент обусловлен медленной флуоресценцией, а быстрый – обычной флуоресценцией. Для всех органических сцинтилляторов энергетический выход уменьшается при увеличении плотности ионизации. Отношение выходов при регистрации  $\alpha$ -частиц и электронов равно примерно 0,1 (отношение  $\alpha/\beta$ ).

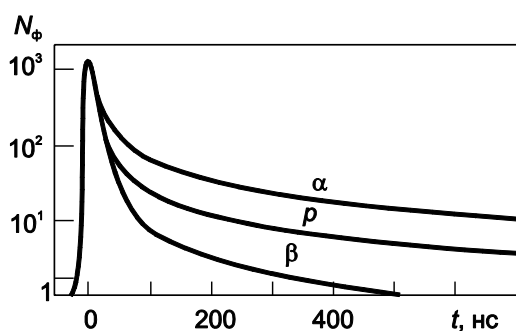


Рис. 4.8. Форма сцинтилляционных импульсов для трех видов излучения:  $\alpha$ -частицы, протоны, электроны [1]

В некоторых работах появление медленных компонент связывают с ионизованными молекулами (фотоны при этом образуются в результате рекомбинации, а время жизни относительно рекомбинации больше чем  $10^{-8}$  с) и возбужденными состояниями с большими временами жизни относительно радиационных переходов (например, большое отличие в спинах основного и сильно 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.

#### 4.2.6. Свойства некоторых органических кристаллов

Антрацен имеет наибольшую конверсионную эффективность среди органических сцинтилляторов ( $\sim 0,04$ ). Для антрацена  $\tau_B = 30$  нс,  $\tau_M = 400$  нс,  $\lambda_{\max} = 445$  нм,  $\rho = 1,25$  г·см<sup>-3</sup>. Антрацен — очень непрочный кристалл и при резких изменениях температур покрывается трещинами. Световой выход в антрацене линейно зависит от энергии электронов, а для тяжелых заряженных частиц линейность нарушается, что можно видеть из рис. 4.9.

Стильбен обладает очень малым временем высвечивания быстрой компоненты ( $6 \cdot 10^{-9}$  с) и сравнительно высокой конверсионной эффективностью (0,02). Для стильбена  $\tau_B = 6$  нс,  $\tau_M = 400$  нс,  $\lambda_{\max} = 410$  нм,  $\rho = 1,16$  г·см<sup>-3</sup>. Кристаллы стильбена выращивают больших размеров. 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  $\gamma$ -излучения. Стильбен стал широко использоваться после того, как были разработаны специальные методы разделения импульсов от электронов и протонов отдачи, основанные на различных соотношениях интенсивностей быстрой и медленной компонент.

Соотношение интенсивностей медленной  $J_m$  и быстрой  $J_b$  компонент для стиблена заметно меняется при изменении плотности ионизации. При возбуждении электронами  $J_m/J_b = 0,18$ , а при возбуждении  $\alpha$ -частицами это отношение равно 0,5.

#### 4.2.7. Жидкие сцинтилляторы

Жидкие сцинтилляторы хотя и уступают органическим кристаллам по величине конверсионной эффективности, но в некоторых приложениях имеют существенные преимущества перед твердыми сцинтилляторами.

Прежде всего, благодаря легкости приготовления и малой стоимости, жидкие сцинтилляторы можно использовать в больших объемах, так как их сравнительно легко приготовить, и к тому же их стоимость сравнительно невелика. В некоторых исследованиях применяли жидкие сцинтилляторы объемом в несколько тысяч литров. Например, в уникальном счетчике антинейтрино объем сцинтиллятора превышал 2000 л.

В жидких сцинтилляторах можно растворять (или взвешивать) вещества, содержащие стабильные или радиоактивные изотопы. В последнем случае достигается 4 $\pi$ -геометрия счета, что позволяет с успехом применять жидкие сцинтилляторы для измерения малых активностей мягких  $\beta$ -излучателей ( $^3H$ ,  $^{14}C$ ,  $^{35}S$ ). Введение соединений, содержащих бор, кадмий или гадолиний, сообщает жидким сцинтилляторам повышенную чувствительность к медленным нейтронам. В сцинтилляторах больших объемов нейтроны эффективно замедляются до низких энергий, где их вероятность поглощения в боре и кадмии велика. При захвате в боре образуется  $\lambda$ -частица, в кадмии возбужденное ядро испускает одновременно несколько  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией около 7 МэВ. Добавка металлоорганических соединений свинца или висмута увеличивает чувствительность сцинтилляторов к  $\gamma$ -лучам.

Известны многочисленные примеры разнообразного применения сцинтилляторов: от исследования антинейтрино и мезонов до определения возраста археологических находок или исследования метаболической активности живых организмов.

Простейшие 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

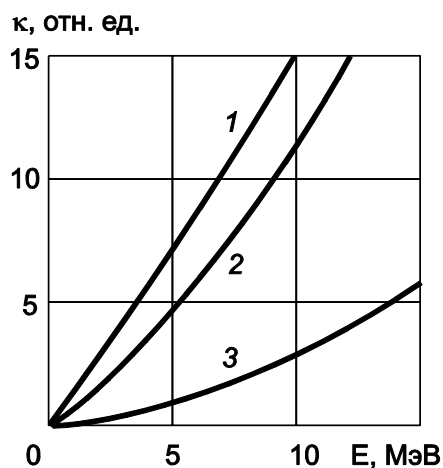


Рис. 4.9. Зависимость светового выхода кристалла антрацена от энергии: 1 — электронов; 2 — протонов; 3 —  $\alpha$ -частиц [2]

обладать. Активатор и растворитель должны быть так подобраны, чтобы первый возбужденный уровень растворителя был выше первого уровня активатора. Тогда имеется возможность передачи энергии возбуждения от молекул растворителя молекулам 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, 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 оптимальное значение. И это понятно, так как при очень малых концентрациях мала вероятность возбуждения молекул активатора по сравнению с вероятностью поглощения возбуждений в центрах тушения. Увеличение концентрации активатора сначала ведет к росту световыхода, затем световыход, пройдя через максимум, начинает уменьшаться, что связано с ростом 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 в области длин волн 400-350 нм. 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 эффективен в том случае, если он обладает высокой конверсионной эффективностью при фотовозбуждении и если его спектр испускания лучше совпадает со спектром поглощения фотокатода ФЭУ.

Конверсионная эффективность жидких сцинтилляторов  $\eta_k \approx (0,012-0,02)$  уступает эффективности антрацену, однако время высвечивания (быстрая компонента) значительно меньше, чем у кристаллических сцинтилляторов, и составляет  $\tau_b \approx 2-3$  нс, так, что отношение конверсионной эффективности к времени высвечивания для жидких сцинтилляторов в 3,3-7,5 раз превышает такое же соотношение для антрацена.

#### **4.2.8. Пластические сцинтилляторы**

Это твердые растворы некоторых органических сцинтилляторов в полистироле и поливинилтолуоле. Пластические сцинтилляторы обладают хорошими оптическими свойствами, могут применяться в широком

интервале температур. Некоторые сцинтилляторы можно использовать в интервале от  $-200^{\circ}$  до  $+70^{\circ}$  С. В пластические сцинтилляторы можно вводить, как и в жидкие, сместители спектров, различные соединения для увеличения эффективности при регистрации нейтронов и  $\gamma$ -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%) – стильбен, бифенил, нафталин, тетрафенилбутadiен и т. д. Концентрация сместителей спектра не превышает 0,2%. Зависимость световыхода от концентрации активатора такая же, как и у жидких сцинтилляторов. Световыход пластических сцинтилляторов существенно зависит от удельных потерь энергии (плотности ионизации). В некоторых пластических сцинтилляторах световыход зависит от температуры. Так, световыход антрацена в полистироле при снижении температуры от  $290$  до  $100^{\circ}$  К увеличивается вдвое. Другие сцинтилляторы не так чувствительны к изменениям температуры. Световыход твердого раствора пиразолина в полистироле в интервале температур от  $100$  до  $340^{\circ}$  К изменяется всего на 10%. Пластические сцинтилляторы имеют хорошую радиационную устойчивость. Для уменьшения световыхода вдвое требуется доза облучения, равная  $(6-9) \cdot 10^5$  Гр, т. е. в 30–50 раз больше, чем для органических кристаллов.

Спектры испускания пластических сцинтилляторов имеют максимум в области длин волн  $450-380$  нм. Конверсионная эффективность пластических сцинтилляторов  $\eta_k \approx (0,015-0,02)$ . Время высвечивания сравнимо с временем высвечивания кристаллического сцинтиллятора стильбен, и составляет  $\tau_B \approx 3-5$  нс. Отношение конверсионной эффективности к времени высвечивания для пластических сцинтилляторов в 2,8–6 раз превышает такое же соотношение для антрацена. Для пластических сцинтилляторов  $\alpha/\beta$ -отношение составляет  $\sim 0,1$ , такое же по величине, как для органических кристаллов и жидких сцинтилляторов.

#### **4.2.9. Газовые сцинтилляторы**

Многие благородные газы, их смеси, а также смеси благородных газов с водородом и азотом являются сцинтилляторами. Наибольшие световыходы у ксенона и смеси ксенона с гелием. Спектр фотонов люминесценции лежит в далекой ультрафиолетовой области. Время высвечивания газовых сцинтилляторов оценивают величиной, порядка  $10^{-8}-10^{-9}$  с. Установлено, что время высвечивания в первом приближении обратно пропорционально давлению газа.

Световыход газовых сцинтилляторов линейно связан с поглощенной энергией. Механизм возникновения сцинтилляций в газах объясняется следующим образом [1]: в результате прохождения быстрой заряженной



частицы через газ вблизи ее траектории образуются электроны, атомарные ионы  $X^+$  и возбужденные атомы  $X_2^*$  и возбужденные ионы  $(X^+)^*$ .

Исследование спектрального состава света сцинтилляции показало, что он совпадает со спектром возбужденных молекул. Таким образом, центром свечения в инертных газах является возбужденная молекула.

Из общей схемы преобразования энергии в веществе следует, что возбуждение центра свечения возможно двумя путями: первый путь связан с возбуждением основного вещества (и непосредственно центров свечения), второй – с рекомбинацией носителя заряда и последующим возбуждением центра.

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  $3 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup>. 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 чувствительны к примесям даже в малой концентрации. Так, добавки около 1% кислорода или метана уменьшают световой выход в несколько раз. Рассмотрение сцинтилляций в смесях благородных газов с азотом показывает, что даже при минимальных примесях азота ( $10^{-3}$  %) к гелию и аргону спектральный состав сцинтилляций относится в основном к излучению азота. Увеличение содержания азота приводит к уменьшению световыхода (приблизительно вдвое при содержании 5% азота).

Благородные газы являются сцинтилляторами как в жидкой, так 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  $10^{-9}$  с, а световой выход составляет, по крайней мере, половину световыхода кристалла *NaI(Tl)*.

### 4.3. Фотоэлектронные умножители

Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) используются для регистрации быстрых световых сигналов. Система электродов смонтирована в вакуумной стеклянной трубке (рис. 4.10). Для защиты от рассеянных магнитных полей (например, от магнитного поля Земли) фотоумножитель обычно помещается в металлический цилиндр, выполненный из материала с высокой магнитной проницаемостью (магнитный экран).

Свет в видимой или ультрафиолетовой области – например, из сцинтиллятора – выбивает электроны из щелочного металла фотокатода посредством фотоэлектрического эффекта. В большинстве фотоумножителей фотокатод находится под большим отрицательным потенциалом. Фотоэлектроны фокусируются в специально созданном электрическом поле на первом диноде, являющемся частью системы усиления. Анод обычно находится при нулевом потенциале.

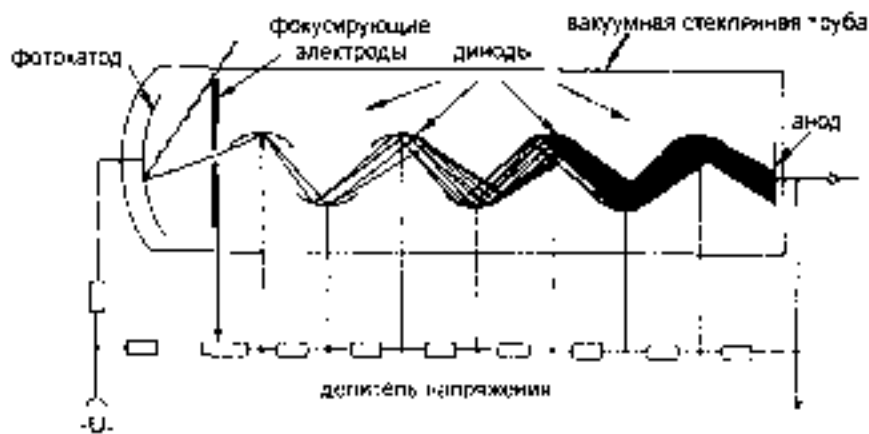


Рис. 4.10. Принципиальная схема фотоумножителя

Напряжение между фотокатодом и анодом делится на цепочке сопротивлений (делитель напряжения), которые подключены к системе динодов таким образом, что приложенное высокое отрицательное напряжение между фотокатодом и анодом меняется линейно.

#### 4.3.1. Элементы фотоумножителей

**Фотокатод.** В фотоумножителях используют фотокатоды сложного состава, которые 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 характеризуют либо конверсионной эффективностью, либо интегральной, либо спектральной чувствительностью. Наиболее полной характеристикой фотокатода является его **спектральная чувствительность**  $\gamma(\lambda)$ , которая определяется как отношение тока фотокатода к потоку энергии фотонов с данной длиной волны. Величину  $\gamma(\lambda)$  будем выражать в единицах [А/Вт]. Полезно указать и другие единицы – [А/лм] и [электрон/квант]. Связь между этими единицами следующая:  $1[\text{А/Вт}] = \left( 1,24 \cdot 10^{-4} / \lambda \right) [\text{электрон/квант}] = 683 k(\lambda) [\text{А/лм}]$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения, см;  $k(\lambda)$  – **относительная видность** (безразмерная функция длины волны излучения).

**Интегральная чувствительность** фотокатодов  $\gamma_0$  – это среднее значение спектральной чувствительности, усредненное по спектру излучения стандартного источника света [2], т. е.

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \frac{\int \Phi_0(\lambda) \cdot \gamma(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_0(\lambda) d\lambda} \text{ [А/Вт]} = \\ &= 1,24 \cdot 10^{-4} \frac{\int \Phi_0(\lambda) \frac{\gamma(\lambda)}{\lambda} d\lambda}{\int \Phi_0(\lambda) d\lambda} \text{ [электрон/квант]}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

где  $\Phi_0(\lambda)$  – поток энергии фотонов стандартного источника с длиной волны  $\lambda$ . Интегральная чувствительность фотокатода будет, естественно, разной для источников света различного спектрального состава. В паспортах ФЭУ обычно указывают интегральную чувствительность фотокатода в мкА/лм, измеренную со стандартным источником (100-ваттная газонаполненная лампа с вольфрамовой нитью при температуре 2854 К°). Интегральные чувствительности фотокатодов  $\gamma_0$  обычно лежат в пределах 10–200 мкА/лм. **Конверсионную эффективность** фотокатода, определяемую как вероятность фотону выбить электрон из фотокатода, можно выразить через  $\gamma(\lambda)$  следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} C_{fe} &= 1,24 \cdot 10^{-4} \frac{\int \Phi_c(\lambda) \frac{\gamma(\lambda)}{\lambda} d\lambda}{\int \Phi_c(\lambda) d\lambda} = \\ &= \gamma_0 \left[ \frac{\text{А}}{\text{лм}} \right] \cdot 8,5 \cdot 10^{-2} \frac{\int \Phi_c(\lambda) \frac{\gamma(\lambda)}{\lambda} d\lambda}{\int \Phi_c(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int \Phi_0(\lambda) \cdot k(\lambda) d\lambda}{\int \Phi_0(\lambda) \cdot \gamma(\lambda) d\lambda}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где  $\Phi_c(\lambda)$  спектральный состав излучения сцинтиллятора.

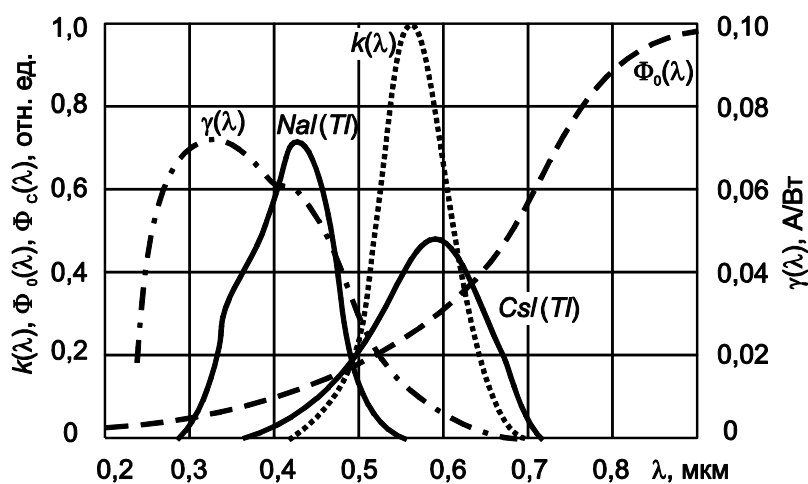
Спектральная чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода  $\gamma(\lambda)$ , относительная видность  $k(\lambda)$ , спектральная зависимость интенсивности излучения кристаллов  $Na(II)$ ,  $Cs(II)$  и стандартного источника света приведены на рис. 4.11. Максимальное значение спектральной чувствительности фотокатода около 0,1 А/Вт. Для монохроматического источника света, длина волны которого лежит в области максимального значения спектральной чувствительности,  $C_{fe} \approx 0,35$  (центр для этого излучения).

Интересно отметить, что человеческий глаз (естественный ориентир при проектировании ФЭУ) неодинаково чувствителен к потокам света с различными длинами волн. Обычно при дневном освещении глаз наиболее чувствителен к свету с длиной волны 555 нм. Отношение потока излучения  $\Phi_{555}$  с длиной волны  $\lambda = 555$  нм к потоку  $\Phi_\lambda$  с длиной волны  $\lambda$ , который

вызывает такое же зрительное ощущение, что и поток излучения  $\Phi_{555}$ , называется относительной спектральной чувствительностью глаза, или относительной видностью  $k(\lambda) = \Phi_{555} / \Phi_{\lambda}$ .

График  $k(\lambda)$  – называется кривой относительной спектральной чувствительностью. Максимальная чувствительность при сумеречном зрении соответствует длине волны 507 нм. При дневном зрении энергетическому потоку излучения 1 Вт с  $\lambda = 555$  нм соответствует поток 683 лм. А при сумеречном зрении энергетическому потоку излучения 1 Вт с  $\lambda = 507$  нм соответствует поток 1745 лм (1 лм равен световому потоку испускаемого точечным источником внутри телесного угла в один стерадиан при силе света в одну канделу).

Конверсионную эффективность можно представить в виде произведения



двух вероятностей: вероятности поглощения фотонов в фотокатоде и вероятности выхода электронов из фотокатода. Чем толще слой фотокатода, тем больше вероятность поглощения фотонов в фотокатоде. Вероятность выхода электрона из фотокатода тем меньше, чем в более

Рис. 4.11. Спектральная чувствительность фотокатода  $Sb-Cs$ , спектры люминесценции кристаллов  $NaI(Tl)$  и  $CsI(Tl)$ , спектр испускания стандартного источника света  $\Phi_0(\lambda)$  и относительная видность  $k(\lambda)$  [2]

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 ( $Sb-Cs$ ) и висмута-серебряно-цезиевые ( $Bi-Ag-Cs$ ) фотокатоды, для которых имеется наилучшее перекрытие спектральной чувствительности со спектром испускания многих сцинтилляторов.

Сложные фотокатоды изготавливают в виде тонкой пленки, толщиной в несколько сот или тысяч атомных слоев, которые затем наносят на

металлическую или изолирующую основу. Такие тонкие пленки получают путем последовательного испарения в вакууме составляющих компонент фотокатода. Сурьмяно-цезиевый фотокатод состоит из слоя  $SbCs_3$ , внутри которого и на его поверхности находятся адсорбированные атомы цезия.

Отметим 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 принимает значение порядка  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  А/см<sup>2</sup>, или  $10^4$ – $10^5$  термоэлектрон/см<sup>2</sup>. Термоэмиссия резко растет с увеличением температуры. По Ричардсону термоэлектронный ток связан с температурой следующим образом:

$$i = AT^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Phi_0}{kT}\right), \quad (4.9)$$

где  $T$  – температура;  $\Phi_0$  – работа выхода;  $A = \text{const}$ .

**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 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 **утомление фотокатодов**, и его связывают с процессами, происходящими в поверхностном слое. При облучении фотокатода часть ионов щелочного металла ( $Cs$ ), 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 фотокатод. 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: восстановление 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 (рис. 4.10) 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 относительное значение 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 удастся получить изохронность траекторий фотоэлектронов с точностью не хуже  $10^{-9}$  с.

**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  $\sigma_e$  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 (рис. 4.12). 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 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.

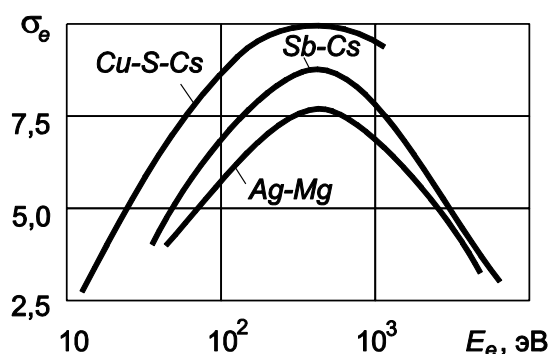


Рис. 4.12. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии для различных динодов от энергии электронов [2]

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  $\sigma_e$  существенно зависит от угла падения первичных электронов. Чем больше угол, под которым электроны попадают на поверхность материала (угол падения отсчитывается от нормали к поверхности), тем больше  $\sigma_e$ . Такая зависимость  $\sigma_e$  от угла падения понятна в свете проведенных выше рассуждений и связана с тем, что при больших углах вторичные электроны образуются близко от поверхности материала. 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 первичных электронов).

Максимальные значения  $\sigma_{max}$  для металлов лежат в пределах от 0,5 до 1,8 и достигаются при энергиях электронов 100–800 эВ. Существенно большие  $\sigma_{max}$  получены для сложных соединений, таких, как *Sb–Cs*, *Cu–S–Cs*, *Ag–Mg*. Зависимость  $\sigma_{max}$  от энергии электронов для этих соединений показана на рис. 4.12. Видно, что максимальные значения  $\sigma_{max}$  достигаются при энергиях электронов вблизи 1 кэВ и равны 5–10.

Зависимость  $\sigma_e$  от энергии электронов можно представить в следующем виде [2]:

$$\sigma_e = 2,71 \cdot \sigma_{\max} \cdot \frac{U}{U_{\max}} \cdot \exp\left[-\frac{U}{U_{\max}}\right], \quad (4.10)$$

где  $\sigma_{\max}$  – максимальное значение  $\sigma_e$ , достигаемое при  $U = U_{\max}$ ,  $U$  – разность потенциалов, при которой электрон приобретает энергию  $E = eU$ .

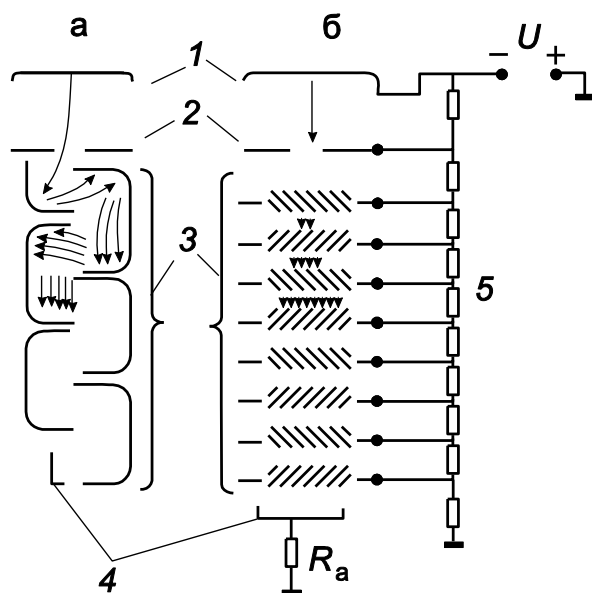


Рис. 4.13. Схема расположения динодов в фотоумножителе: а – коробчатого; б – жалюзного типа; 1 – фотокатод; 2 – диафрагма; 3 – диноды; 4 – анод; 5 – делитель напряжения;  $R_a$  – анодная нагрузка

В современных фотоумножителях диноды или покрывают слоем  $Sb-Cs$ , или используют сплавы  $Al-Mg-Si$ , поверхность которых обрабатывается специальным образом для повышения  $\sigma_e$ .

Диноды фотоумножителей имеют различные формы, и их можно разделить на две группы: фокусирующие и диноды жалюзного типа. Фокусирующие диноды бывают разных конфигураций: коробчатые, корытообразные и др. На рис. 4.13 показано расположение динодов коробчатого (а) и жалюзного (б) типов ФЭУ. В некоторых ФЭУ фокусирующие диноды располагают не по

линейной схеме, как показано на рис. 4.13, 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.

### 4.3.2 Основные характеристики фотоумножителей

**Коэффициент усиления.** Пусть в фотоумножителе имеется  $n$  динодов и коэффициент вторичной электронной эмиссии для каждого  $\sigma_i$ . Тогда коэффициент усиления ФЭУ определится

$$\mathcal{M} = \alpha \cdot \prod_{i=1}^n \sigma_i, \quad (4.11)$$

где  $\alpha$  – коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих с одного динода на другой. Здесь 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 ФЭУ подано напряжение  $U$  и разность потенциалов на динодах равна  $U/n$ . Если воспользоваться выражением (4.10) и подставить в (4.11), то получим зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения  $U$  [2]:

$$\mathcal{M} = \alpha \cdot \left[ 2,71 \cdot \sigma_{\max} \cdot \frac{U}{nU_{\max}} \right]^n \cdot \exp\left(-\frac{U}{U_{\max}}\right). \quad (4.12)$$

Обозначим  $\ln \alpha + n \ln(2,71 \cdot \sigma_{\max}) = \text{const} = c_1$ , тогда

$$\ln(\mathcal{M}) = c_1 + n \left\{ \ln \left[ \frac{U}{nU_{\max}} \right] - \frac{U}{nU_{\max}} \right\}. \quad (4.13)$$

Зависимость  $\mathcal{M}$  в функции  $U/(nU_{\max})$  для  $n=10$  и  $\sigma_{\max}=10$  приведена на рис. 4.14 сплошной линией. Выражение (4.13) не учитывает влияния **объемного заряда**. Этот заряд может образовываться вблизи последних динодов и анода при больших коэффициентах усиления или больших по интенсивности и коротких во времени световых вспышках. Суть этого явления заключается в том, что в результате заряда **паразитных емкостей** изменяются разности потенциалов между последними динодами и анодом. Заряд этих емкостей тем больше, чем больший ток протекает в фотоумножителе. Влияние объемного заряда заметно 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).

Мгновенные значения токов прямо пропорциональны интенсивности световой вспышки и обратно пропорциональны времени высвечивания сцинтиллятора, так что объемный заряд сказывается особенно существенно для органических и газовых сцинтилляторов.

Например, при поглощении в кристалле стибьена электрона с энергией около 1 МэВ, максимальный ток фотокатода ФЭУ равен примерно  $10^{-8}$  А. Такая же по интенсивности вспышка света в неорганическом кристалле

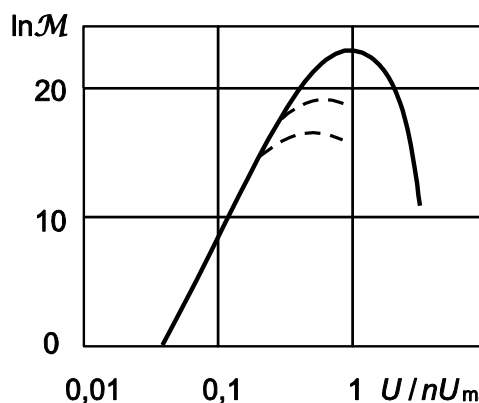


Рис. 4.14. Зависимость логарифма коэффициента усиления ФЭУ от разности потенциалов между динодами [2]

( $NaI(Tl)$ ) создает ток с максимальным значением около  $10^{-10}$  А. Наличие объемного заряда приводит к нелинейной связи тока (или импульса) на аноде с током на катоде ФЭУ.

Промышленные ФЭУ имеют значения  $\mathcal{M}$  в пределах  $10^5$ – $10^8$ . Мгновенные значения токов на аноде при линейной связи тока анода с током катода могут достигать у ФЭУ с жалюзной системой динодов примерно 5–10 мА. У ФЭУ с коробчатыми динодами линейная зависимость имеет место лишь до десятых долей миллиампера на аноде.

**Стабильность ФЭУ.** Одно из главных требований к ФЭУ 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 ФЭУ при постоянстве всех внешних условий работы изменяется медленно со временем. После подключения высокого напряжения коэффициент усиления  $\mathcal{M}$ , в зависимости от среднего тока в ФЭУ, 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 ФЭУ, тем сильнее уменьшается во времени коэффициент усиления.

Процесс утомления ФЭУ связан с процессами, происходящими на поверхности фотокатода и динодов. Количество атомов цезия на поверхности катода и динодов зависит от тока электронов, а коэффициент вторичной электронной эмиссии динодов и чувствительность фотокатода – от поверхностной плотности атомов цезия (или другого щелочного металла). ФЭУ способны восстанавливать свой коэффициент усиления после отдыха (происходит обратная диффузия атомов цезия на поверхность).

При резких изменениях среднего тока в ФЭУ скачком меняется коэффициент усиления. Медленные и скачкообразные изменения коэффициента усиления тем меньше, чем меньше средние токи в ФЭУ. Более стабильны ФЭУ со сплавными динодами. Наибольшую стабильность имеют жалюзные фотоумножители.

Коэффициент усиления  $\mathcal{M}$  зависит и от многих внешних причин: напряжения, температуры и напряженности магнитного поля. Поскольку  $\mathcal{M}$  резко зависит от напряжения питания, то источники напряжения должны обладать высокой стабильностью. Коэффициент усиления ФЭУ изменяется на  $\pm 0,5\%$  при изменении температуры на  $1^\circ\text{C}$ . Магнитное поле оказывает сильное влияние на ФЭУ, в которых имеются фокусирующие электроды и производится фокусировка электронов с динода на динод. Магнитное поле Земли может влиять на ФЭУ, если они не экранированы. Жалюзные ФЭУ практически не чувствительны к магнитным полям вплоть до напряженности в несколько десятков А/м.

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.

**Шумы фотоумножителей.** На выходе полностью затемненного ФЭУ, находящегося под напряжением, всегда есть импульсы шума. Их появление обусловлено:

- термоэлектронной эмиссией фотокатодов и динодов;
- флуктуацией тока утечки;
- автоэлектронной (холодной) эмиссией;
- ионной и оптической обратными связями;
- радиоактивностью.

Наличие шумовых импульсов не позволяет регистрировать вспышки света малой интенсивности. Рассмотрим причины возникновения импульсов шума и оценим их.

При нормальной температуре с  $1 \text{ см}^2$  сурьмяно-цезиевого фотокатода в результате термоэмиссии испускается около  $10^5$  электронов.

Следовательно, на выходе ФЭУ будет примерно  $10^6$  имп./с (если площадь фотокатода около  $10 \text{ см}^2$  с амплитудой приблизительно  $M \cdot e/C$  ( $C$  – емкость системы)). Это очень большое число импульсов, но их амплитуда оказывается маленькой.

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  $\tau$ . Поэтому соотношение между шумовыми импульсами и импульсами, созданными излучением, будут существенно зависеть от времени высвечивания сцинтиллятора  $\tau$  и конверсионных эффективностей сцинтиллятора и фотокатода. 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  $\sigma_e$  раз. Кроме того, в ФЭУ со сплавными динодами их термоэмиссией 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  $10^8$ – $10^9$  Ом. При обычных  $U \approx 1$ – $2$  кВ ток утечки составляет 1–20 мкА. 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 диодами. 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 эмиттерах ФЭУ, создавая электроны, которые затем *«размножаются»* в диодной системе и создают импульсы. Это явление называют *обратной ионной связью*. Часть электронов после рассеяния на диодах 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 (*обратная оптическая связь*). Явления обратной ионной и оптической связей тем более эффективны, чем больший ток протекает через ФЭУ. При больших коэффициентах усиления эти явления приводят к образованию *сопровождающих импульсов*, которые следуют после импульса, вызванного сцинтилляциями.

Наконец, импульсы шума больших амплитуд образуются в результате **люминесценции стекла** колбы фотоумножителя, возникающей под действием  $\beta$ -излучения радиоактивного нуклида  $^{40}\text{K}$ , входящего в состав стекла.

Распределение амплитуд импульсов шума удобно градуировать по импульсам, создаваемым излучением в определенном сцинтилляторе. При нормальной температуре число импульсов шума, регистрируемых в 1 мин, с амплитудой выше 10 кэВ для разных фотоумножителей лежит в пределах от нескольких единиц до нескольких сот импульсов. Скорость счета импульсов шума с амплитудой выше 5 кэВ оказывается на порядок большей. Понижение температуры ФЭУ приводит к уменьшению числа импульсов шума в основном в области амплитуд импульсов ниже 10 кэВ.

Проблема импульсов шума становится существенной при необходимости регистрировать излучение с энергией ниже 10 кэВ с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  и около 60 кэВ с кристаллом стибьбен. 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.

#### **4.4. Характеристики сцинтиляционных детекторов**

##### **4.4.1. Форма импульса сцинтилляционного детектора**

Форма импульса на выходе ФЭУ определяется временным распределением фотонов сцинтилляций, сопротивлениями, имеющимися в

цепи динодов и анода, а также значениями междиодных емкостей. На форму импульса будут влиять также флуктуации числа образованных электронов на фотокатоде, флуктуации во времени их прохождения через ФЭУ, флуктуации коэффициента усиления ФЭУ.

Возможные варианты схем включения ФЭУ показаны на рис. 4.15. Импульс можно снять с анода (резистор  $R_1$ ) или динода (резистор  $R_2$  в цепи последнего динода). Если сигнал снимают с анода, то он отрицательный при нулевой нагрузке в цепи динодов ( $R_2 = 0$ ). Сигнал с динода – положительный при нулевой нагрузке в цепи анода ( $R_1 = 0$ ). Импульс на резисторе в цепи динода положительный потому, что электронов, приходящих на диод, меньше, чем электронов, испускаемых в направлении анода, из-за вторичной электронной эмиссии.

Рассмотрим, как зависит напряжение на резисторе  $R_2$  в диодной цепи, в предположении, что в сцинтиляторе фотоны испускаются по экспоненциальному закону с временем высвечивания  $\tau$  и вырывают из фотокатода  $N_0$  электронов, а в анодной цепи резистор  $R_1 = 0$ . Очевидно, что  $V(t) = Q(t)/C$ , где  $C$  – эквивалентная емкость выхода ФЭУ;  $Q(t)$  – заряд в функции времени на этой емкости. Ток ФЭУ с учетом сделанных выше замечаний будет иметь следующую временную зависимость:

$$i(t) = e \cdot N_0 \cdot \frac{\mathcal{M}}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (4.14)$$

Этот ток будет заряжать эквивалентную емкость, скорость разрядки которой определяется постоянной  $R_2C$ . Изменение заряда на емкости  $C$

$$\frac{dQ}{dt} = e \cdot N_0 \cdot \frac{\mathcal{M}}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \frac{Q}{R_2C}. \quad (4.15)$$

Здесь первый член – ток зарядки конденсатора, а второй – ток утечки заряда. Решение дифференциального уравнения (4.15) имеет следующий вид [2]:

$$Q(t) = e \cdot N_0 \cdot \mathcal{M} \cdot R_2C \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{R_2C}\right) \right] \cdot \frac{1}{\tau - R_2C}. \quad (4.16)$$

Если  $R_2C \gg \tau$ , то импульс за время порядка  $5 \cdot \tau$  достигает своего максимального значения, равного  $e \cdot N_0 \cdot \mathcal{M}/C$ , затем спадает по экспоненте с постоянной  $1/R_2C$ . Действительно, при этих условиях решение (4.16) можно рассмотреть в двух областях значений  $t \ll R_2C$  и  $t \gg \tau$ . При  $t \ll R_2C$

$$V(t) = eN_0 \cdot \mathcal{M} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \cdot \frac{1}{C} \quad (4.17)$$

и при  $t \gg \tau$

$$V(t) = eN_0 \cdot \mathcal{M} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_2C}\right) \right] \cdot \frac{1}{C}. \quad (4.18)$$

Таким образом, при  $R_2C \gg \tau$  передний фронт импульса определяется

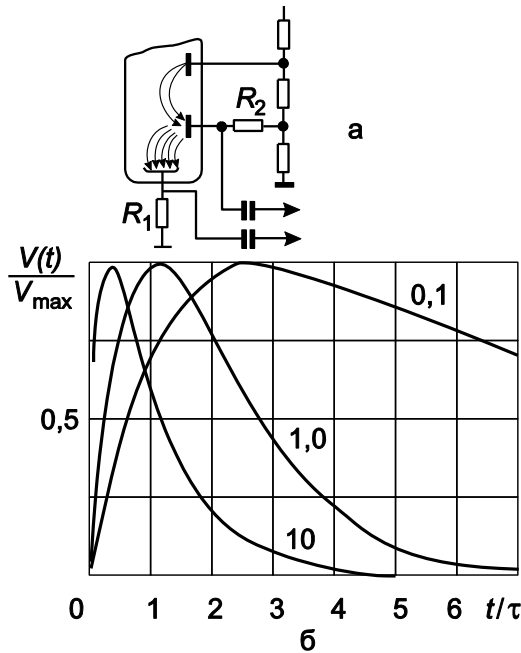


Рис. 4.15. Схема включения ФЭУ (а) и форма импульса (б) сцинтилляционного счетчика при различных соотношениях  $\tau / R_2C$  (б)

временем высвечивания сцинтиллятора, а задний — постоянной ФЭУ  $R_2C$ .

Если  $\tau \gg R_2C$ , то импульс достигает своего максимального значения за время порядка  $5 \cdot R_2C$ , а спадает по экспоненте с постоянной  $\tau$ , т. е. в этом случае передний фронт определяется постоянной  $R_2C$ , а задний — временем высвечивания кристалла  $\tau$ . Максимальное значение амплитуды при этом пропорционально  $e \cdot N_0 \cdot \mathcal{M} \cdot R_2 / \tau$ .

Но особо увлекаться большими значениями  $RC$  не стоит, так как емкость  $C$  должна успеть разрядиться до прихода следующего импульса тока от следующей частицы.

Интересен случай, когда  $\tau = R_2C$ . В этом случае, заменяя

экспоненту в скобках первыми двумя членами разложения, получаем

$$V(t) = eN_0 \cdot \mathcal{M} \cdot \frac{t}{C \cdot \tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (4.19)$$

При этом импульс достигает своего максимального значения в момент  $t = \tau$  и равен  $eN_0 \cdot \mathcal{M} / (2,71 \cdot C)$ .

Время  $t_{\max}$ , при котором импульс достигает своего максимального значения, можно получить, найдя производную от (4.16) и приравняв ее нулю:

$$t_{\max} = \frac{\tau \cdot R_2C}{\tau - R_2C} \cdot \ln\left[\frac{\tau}{R_2C}\right], \quad (4.20)$$

а значение амплитуды в максимуме  $V_{\max} = V(t_{\max})$  можно вычислить, подставляя (4.20) в (4.16).

На рис. 4.15, б показаны формы импульса сцинтилляционного счетчика при различных отношениях  $\tau / R_2C$ . По оси ординат отложено отношение величины  $V(t) / V_{\max}$ , а по оси абсцисс — время в масштабе  $t / \tau$ . Найденные результаты показывают, что передний фронт импульса можно получить достаточно коротким при  $R_2C < \tau$ , но за счет потери в амплитуде в  $R_2C / \tau$  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 ( $10^{-10}$ – $10^{-11}$  с).

#### **4.4.2. Временные характеристики сцинтилляционного детектора**

Временные характеристики детекторов необходимо учитывать во многих физических измерениях: числа частиц, временных интервалов между появлением двух актов регистрации частиц, распределения частиц по энергиям и т. д.

Частицы распределены во времени по тому или иному статистическому закону (распределению Пуассона). Поэтому даже при небольшом количестве частиц, поступающих в детектор за единицу времени, всегда имеется конечная вероятность того, что временной интервал между двумя частицами будет очень мал. Если этот интервал времени между двумя попавшими в детектор частицами меньше длительности сигнала детектора, то возможны следующие искажения информации:

- прибор просчитывает: две частицы образуют один сигнал;
- при измерении энергии частиц в случае наложения во времени попаданий частиц прибор регистрирует сигнал пропорциональный сумме энергий этих частиц (искаженная информация).

При оценке разрешающего времени сцинтиллятора необходимо учесть:

- статистический характер появления фотонов света в сцинтилляторе;
- различие во времени движения фотонов до катода ФЭУ;
- различное время движения электронов через ФЭУ;
- флуктуации времени возбуждения сцинтиллятора.

Оценим разрешающее время сцинтилляционного счетчика. Для этого необходимо вычислить дисперсию  $D_{\Delta t}$  распределения отрезков времени  $\Delta t$  от момента попадания частицы в кристалл до момента времени, когда величина  $V(t)$  достигает заданного значения. Будем считать, что заряженные частицы попадают в сцинтиллятор с одной и той же энергией. Искомое значение дисперсии обусловлено рядом независимых друг от друга процессов. Поэтому  $D_{\Delta t} = \sum D_{ii}$ . Вклад в  $D_{\Delta t}$  вносит, во-первых, статистический характер появления фотонов света в сцинтилляторе, эту величину обозначим  $D_{i1}$ . Во-вторых, время движения фотонов до катода ФЭУ различно, поскольку фотоны образуются в разных местах сцинтиллятора и на катод могут попадать после нескольких рассеяний. Это также приведет к дисперсии времени  $D_{i2}$ . В-третьих, время движения электронов через ФЭУ также имеет разброс  $D_{i3}$ . Наконец, следует принимать во внимание в некоторых случаях и флуктуацию времени возбуждения сцинтиллятора  $D_{i4}$ . Оценим  $D_{ii}$ .

Рассмотрим дисперсию  $D_{i1}$ , обусловленную статистическим характером появления фотонов в сцинтилляторе. Пусть в момент  $t=0$  в кристалле мгновенно возникает возбуждение, которое в среднем вырывает  $N_0$

электронов с фотокатода. Если допустить, что фотоны движутся до фотокатода одно и то же время, то появление электронов на фотокатоде во времени будет таким же, как и временное распределение фотонов. Среднее число электронов, появившееся с фотокатода за время  $t$ :

$$N = N_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (4.21)$$

где  $\tau$  – время высвечивания сцинтиллятора. Оценим  $D_{t1}$ , считая, что интересующие нас значения  $\Delta t \ll \tau$ . В этом случае  $N = N_0 t/\tau$  или  $t = \tau \cdot N/N_0$  и дисперсию  $D_{t1}$  можно оценить, полагая, что  $t = f(N, N_0)$  определяется данными значениями  $N$  и  $N_0$ , а не их средними значениями. Тогда  $D_{t1}$  можно выразить через дисперсии величин  $N$  и  $N_0$ , которые будем считать независимыми, поскольку  $N \ll N_0$  [2]:

$$D_{t1} \approx \left( \frac{\partial f}{\partial N} \right)^2 D_N + \left( \frac{\partial f}{\partial N_0} \right)^2 D_{N_0} = \left( \frac{\tau^2}{N_0^2} \right) D_N + \left( \frac{N^2 \tau^2}{N_0^3} \right) D_{N_0}. \quad (4.22)$$

Дисперсию в величине  $N$  при  $t \ll \tau$  можно считать равной  $\bar{N}$ , поскольку вероятность появления электронов из фотокатода в любой интервал  $dt$  одинакова. Дисперсия в полном числе электронов, вырывааемых из фотокатода, равна  $N_0$ , тогда

$$D_{t1} = \frac{\bar{N} \tau^2}{N_0^2} \cdot \left[ 1 + \frac{\bar{N}}{N_0} \right]^2 \approx \frac{\bar{N} \tau^2}{N_0^2}. \quad (4.23)$$

Таким образом, наименьшее значение  $D_{t1}$  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:

$$D_{t2} \approx t_0^2 \cdot \frac{\bar{N}}{N_0}, \quad (4.24)$$

где  $t_0$  – среднее время движения фотонов до катода по кратчайшему расстоянию (без рассеяния). Для кристаллов умеренных размеров величиной  $D_{t2}$  можно пренебречь. Однако, если размеры сцинтилляторов и световодов достигают 30–50 см, то  $D_{t2} \sim D_{t1}$  при  $\tau \leq 10^{-8}$  с.

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  $D_{t3}$  зависит от очень многих параметров (напряжения на ФЭУ, распределения напряжения между динодами, конструкции динодной системы). Довольно сложные расчеты позволяют выразить искомую величину через дисперсию  $D_\Phi$  временного распределения



электронов на аноде ФЭУ, которое вызвано одним электроном, испущенным фотокатодом, и дисперсию числа электронов, испускаемых фотокатодом за время  $t$ :

$$D_{i3} \approx D_{\Phi} / N. \quad (4.25)$$

Величину  $D_{\Phi}$  определяют экспериментально. Для фотоумножителей специальной конструкции  $D_{\Phi} \approx 10^{-18} \text{ с}^2$ . Величину  $D_{i4}$  можно не принимать во внимание, если  $\tau > 10^{-10} \text{ с}$ . Наименьшее значение  $D_{\Delta t}$  имеют кристаллы малых размеров, используемых без световодов, так как в этом случае членом  $D_{i2}$  можно пренебречь.

В реальных случаях при оценке минимального значения  $D_{\Delta t}$  необходимо принимать  $N \geq 10$ , так как из-за термоэмиссии имеется высокий фон импульсов с малыми амплитудами. Лучшее разрешающее время схем совпадений с жидкими сцинтилляторами:  $\sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . Вдвое больше у стиблена:  $\sim 6 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , для кристалла  $\text{NaI(Tl)}$  – около  $2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Эти данные приведены для схем совпадений, работающих в области 100% – ной эффективности регистрации совпадений.

#### **4.4.3. Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора**

Амплитуда импульса пропорциональна числу электронов, приходящих на анод ФЭУ и равных  $N_e = Np \cdot \mathcal{M}$ , где  $N$  – среднее число фотонов, испущенных сцинтиллятором;  $\mathcal{M}$  – средний 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 фотокатод и на вероятность попадания электрона на первый динод ФЭУ. Относительная среднеквадратическая флуктуация в импульсе  $\overline{\Delta V^2} / V^2$  связана с флуктуациями  $N$ ,  $p$  и  $\mathcal{M}$  следующим образом:

$$\frac{\overline{\Delta V^2}}{V^2} = \frac{D_N}{N^2} + \frac{D_p}{p^2} + \frac{D_{\mathcal{M}}}{\mathcal{M}^2}, \quad (4.26)$$

где  $D_N$ ,  $D_p$ ,  $D_{\mathcal{M}}$  – дисперсии  $N$ ,  $p$  и  $\mathcal{M}$ .

При этом предполагается, что величины  $N$ ,  $p$  и  $\mathcal{M}$  статистически независимы. Относительное значение дисперсии в числе фотонов, испускаемых сцинтиллятором, равно  $1/N$ . Величину  $D_p / p^2$  вряд ли можно оценить, поскольку она зависит от конкретных свойств ФЭУ и сцинтиллятора. Особенно от того, насколько одинакова конверсионная эффективность фотокатода в различных точках, насколько однороден кристалл (его прозрачность, его конверсионная эффективность), какова однородность оптического контакта сцинтиллятора с фотокатодом и т. д. Величину  $D_p / p^2$  для каждого конкретного сцинтилляционного счетчика можно измерить.

Дисперсия коэффициента усиления ФЭУ здесь определена как дисперсия в числе электронов на аноде ФЭУ, если на его первый диод попадает заданное (не флуктуирующее) число электронов (в данном случае  $pN$ ).

Расчеты показывают, что основной вклад в дисперсию числа электронов на аноде вносит дисперсия коэффициента вторичной электронной эмиссии на первых диодах, а дисперсия коэффициента усиления ФЭУ оказывается обратно пропорциональной числу электронов, попадающих на первый диод, и не зависит от числа диодов в фотоумножителе.

Окончательное выражение для относительного значения дисперсии амплитуд импульсов имеет следующий вид [2]:

$$\frac{\langle \Delta V \rangle^2}{V^2} = \frac{1}{N} + \frac{D_p}{p^2} + \frac{1}{Np(\sigma-1)} \approx \frac{1+p(\sigma-1)}{Np(\sigma-1)} + \frac{D_p}{p^2}, \quad (4.27)$$

где  $\sigma$  – коэффициент вторичной электронной эмиссии с диодов.

Первый член в (4.27) обратно пропорционален числу фотонов, возникающих в сцинтилляторе, т. е. энергии излучения, а второй не зависит от энергии излучения и определяется качеством изготовления сцинтиллятора и фотоумножителя. Распределение амплитуд импульсов около своего среднего значения хорошо аппроксимируется распределением Гаусса. Тогда, полагая, что энергия частицы и амплитуда импульса пропорциональны, выразим энергетическое разрешение сцинтилляционного счетчика через дисперсию

$$\eta^2 = \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 = (2,36)^2 \cdot \frac{\langle \Delta V \rangle^2}{V^2} = (2,36)^2 \cdot \left[ \frac{1+p(\sigma-1)}{Np(\sigma-1)} + \frac{D_p}{p^2} \right]. \quad (4.28)$$

Обозначим  $\delta^2 = (2,36)^2 \cdot D_p / p^2$  и, учитывая связь  $N$  с энергией частицы, получим [2]

$$\eta^2 = \delta^2 + C_1/E, \quad (4.29)$$

где  $C_1 = (2,36)^2 \cdot \frac{\langle hv \rangle}{\eta_k} \cdot \frac{1+p(\sigma-1)}{p(\sigma-1)}$ ;  $\frac{\langle hv \rangle}{\eta_k}$  – энергия, затрачиваемая заряженной частицей в сцинтилляторе на создание одного фотона;  $\eta_k$  – конверсионная эффективность сцинтиллятора.

Полученная зависимость энергетического разрешения сцинтилляционных счетчиков от энергии заряженных частиц достаточно хорошо подтверждается на опыте. Оценим постоянную  $C_1$ . Для кристаллов  $NaI(Tl)$  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 диод). Принимая  $\sigma_e = 5$ , получим  $C_1 = 1 \cdot 10^{-3}$  МэВ. Для хороших сцинтилляционных счетчиков  $\delta^2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ .

При таких значениях  $C_1$  и  $\delta^2$  энергетическое разрешение  $\eta$  для энергии 1 МэВ приблизительно равно 4,5%. При регистрации  $\gamma$ -квантов зависимость энергетического разрешения от энергии в виде (4.28) имеет место в области энергий около 2 МэВ.

В области больших энергий  $\gamma$ -квантов флуктуации в числе фотонов люминесценции и флуктуации в коэффициенте усиления умножителя не имеют уже основного значения. Здесь становится существенной утечка излучения из кристалла: при регистрации  $\gamma$ -квантов электроны могут образовываться вблизи поверхности кристалла и выходить из него, теряя часть своей энергии вне сцинтиллятора. Это приведет к появлению импульсов меньших амплитуд. Такой эффект имеет особенно большое значение в тех случаях, когда фотон поглощается в кристалле в результате многих последовательных взаимодействий с электронами. Этот эффект оказывается существенным даже для кристаллов больших размеров. Например, в кристалле диаметром 125 и длиной 200 мм при энергии  $\gamma$ -квантов около 4 МэВ вклад в энергетическое разрешение за счет утечек излучения из кристалла составляет около 5%, а при энергии  $\gamma$ -квантов, равной 10 МэВ, этот вклад равен примерно 8%. В то же время статистические флуктуации для указанных энергий равны, соответственно, 4 и 2%.

Энергетическое разрешение сцинтилляционных счетчиков 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 полученное энергетическое разрешение составляет около 4–5%. Для других кристаллов энергетическое разрешение будет хуже, поскольку их конверсионная эффективность меньше. В стильбене, например, при регистрации протонов энергетическое разрешение можно оценить, используя соотношение  $\eta \sim 15/E_p$  %, где  $E_p$  энергия протонов, МэВ.

#### 4.4.4. Эффективность сцинтилляционных детекторов

Эффективность сцинтилляционных детекторов можно рассчитать сравнительно просто и с достаточной для многих приложений точностью. Рассмотрим сцинтиллятор в виде цилиндра, на продолжении оси которого находится источник моноэнергетических  $\gamma$ -квантов. По определению эффективность есть отношение числа зарегистрированных импульсов к числу частиц, попавших в детектор. Число квантов, попавших в кристалл, определится телесным углом, ограниченным углом  $\theta_0$  (рис. 4.16), т. е.

$A \int_0^{\theta_0} \sin(\theta) d\theta / 2$  квантов попадет в сцинтиллятор, где  $A$  – число квантов, испускаемых источником изотропно по всем направлениям. Вероятность регистрации фотона, движущегося в направлении  $\theta$ , равна  $[1 - \exp(-l(\theta) \cdot \mu)]$ , где  $l$  – путь  $\gamma$ -кванта в сцинтилляторе;  $\mu$  полный линейный коэффициент

ослабления  $\gamma$ -квантов в веществе сцинтиллятора. Очевидно, что для указанной геометрии эффективность запишется в следующем виде:

$$\varepsilon_d = \frac{\frac{1}{4\pi} A \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} [1 - \exp(-l(\theta) \cdot \mu)] \sin \theta d\theta}{\frac{A}{2} \int_0^{\theta_0} \sin \theta d\theta} . \quad (4.30)$$

Полученное значение эффективности справедливо в том случае, если регистрируется каждый импульс, появившийся в результате взаимодействия  $\gamma$ -кванта с кристаллом. Если у регистрирующей системы есть порог срабатывания  $V_B$ , то эффективность регистрации [2]

$$\varepsilon(V_B) = \varepsilon_d \cdot \frac{\int_{V_B}^{V_{\max}} G(E, V) dV}{\int_0^{V_{\max}} G(E, V) dV} . \quad (4.31)$$

Для определения  $\varepsilon(V_B)$  необходимо знать аппаратную форму линии или, иначе, функцию отклика  $G(E, V)$  (см. раздел 9). Если расчет  $\varepsilon_d$  можно произвести всегда достаточно уверенно, поскольку величины  $\mu(E)$  известны с погрешностью  $1 \div 1,5\%$ , а размеры кристалла и его плотность также можно определить с необходимой точностью, то расчет функции отклика  $G(E, V)$  оказывается сложной задачей. Расчет эффективности регистрации нейтронов по ядрам отдачи водорода проводится аналогичным образом.

При регистрации  $\gamma$ -квантов сцинтилляционными счетчиками с неорганическими кристаллами часто используют понятие эффективности по фотопику. Функция  $G(E, V)$  для неорганических кристаллов и энергий  $\gamma$ -квантов ниже 4–5 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. Обозначая площадь под фотопиком  $S_\Phi$ , а всю площадь под функцией  $G(E, V)$  величиной  $S$ , получаем

$$\varepsilon_\Phi = \varepsilon_d \cdot \frac{S_\Phi}{S} , \quad (4.32)$$

где  $\varepsilon_\Phi$  – эффективность по фотопику.

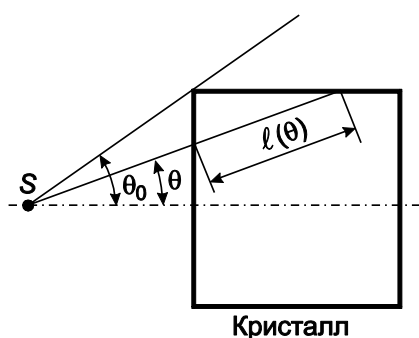


Рис. 4.16. К расчету эффективности сцинтилляционного детектора

Эффективность регистрации сцинтилляционным счетчиком  $\gamma$ -квантов и нейтронов довольно большая. Так, для кристалла  $NaI(Tl)$  диаметром и высотой 40 мм для параллельного пучка  $\gamma$ -квантов с энергией 5 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,35$ , а для  $\gamma$ -квантов с энергией 0,5 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,7$ . Отношение  $S_\phi/S$  для такого кристалла при энергии  $\gamma$ -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 стиблена высотой и диаметром 30 мм составляет около 10%. При энергии нейтронов 1 МэВ  $\varepsilon_d \approx 0,45$ .

## 5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА

Свечение чистых жидкостей под действием ионизирующих излучений наблюдалось со времен Марии и Пьера Кюри. Однако до опытов П.А. Черенкова не было доказательств того, что это свечение имеет природу, отличную от природы обычной радиолуминесценции. П.А. Черенков

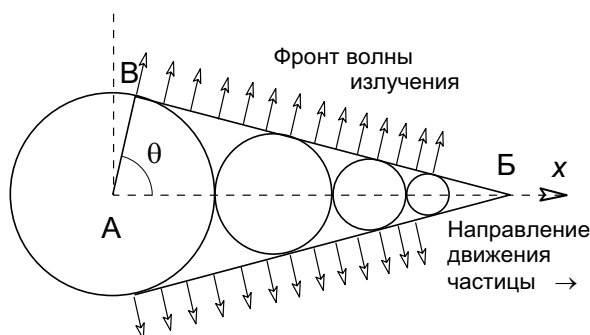


Рис. 5.1. Возникновение излучения Вавилова – Черенкова

показал, что свечение чистых жидкостей не изменяет своей яркости ни при нагревании, ни при растворении в ней таких активных тушителей люминесценции, как азотнокислое серебро и др. При этом было показано, что обнаруженная поляризация свечения также не меняется. Необходимо заметить, что

опыты с тушением заведомо флуоресцирующих растворов, проводившиеся параллельно и в тех же условиях, во всех случаях обнаруживали заметный эффект тушения. Эти результаты исключали возможность люминесценции. В 1936 г. было открыто новое наиболее замечательное свойство излучения – его направленность. Оказалось, что свечение обладает резко выраженной пространственной асимметрией. Оно испускается только **вперед в направлении, образующем некоторый угол с направлением возбуждающего пучка частиц**. Открытие этого фундаментального свойства излучения позволило установить истинную природу излучения и создать его теорию. Согласно теории, созданной И.М. Франком и И.Е. Таммом, свечение интерпретируется как свечение равномерно движущихся в среде электронов со скоростью, превышающей **фазовую скорость света** в этой среде. Интересно отметить, что на возможность излучения частицей, движущейся со сверхсветовой скоростью, обратил внимание еще Кельвин. Несколько позднее (в 1904 г.) Зоммерфельд рассмотрел гипотетический случай движения электрона в вакууме со сверхсветовой скоростью. Появление теории относительности, согласно которой частицы не могут двигаться со скоростью большей скорости света, сделало выводы Зоммерфельда мало актуальными. Однако при движении в веществе возможны скорости,

превышающие скорость света. Это связано с тем, что скорость распространения света в среде с показателем преломления  $n$  равна  $v = c/n$ . Так, как для видимого света  $n > 1$ , то скорость распространения световых волн в среде будет меньше скорости света в пустоте.

Простое качественное рассмотрение позволяет получить условия возникновения излучения и установить некоторые его весьма важные свойства. Пусть электрон равномерно движется в среде в направлении оси  $x$  со скоростью  $v > c/n$  (рис. 5.1). В каждой точке, через которую проходит электрон, им будет

вызвано  
электромагнитное  
возмущение,  
распространяющееся из  
этих точек как  
запаздывающая волна.  
Для того чтобы  
интерференция волн,

Таблица 5.1  
Пороговая энергия для электронов,  $\pi$ -мезонов и протонов [1]

Вид частицы	Значение пороговой энергии, МэВ		
	$n=1,3;$ $\beta=0,769$	$n=1,5;$ $\beta=0,657$	$n=2,0;$ $\beta=0,500$
Электроны	0,29	0,2	0,078
$\pi$ -Мезоны	79	47	21,5
Протоны	520	320	143

выходящих из различных точек траектории электрона в некотором направлении  $\theta$ , не приводит к их взаимному гашению, необходимо время прохождения частицей пути АБ приравнять времени прохождения светом пути АВ. Поскольку  $АБ > АВ$ , то  $v > c/n$ . Отсюда получаем [1]

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta \cdot n} = \frac{c}{v \cdot n}. \quad (5.1)$$

В направлении, определяемом выражением (5.1), будет происходить излучение.

Отметим, что формула (5.1) для угла излучения была получена еще в 1888 г. английским физиком и математиком О. Хэвисайдом. Это излучение имеет в акустике свой аналог в виде ударной волны, образуемой летящим со сверхзвуковой скоростью телом. Двумерным аналогом является хорошо всем известная носовая волна корабля.

Из равенства (5.1), которое является одним из важнейших результатов теории И.М. Франка и И.Е. Тамма, следует, что излучение возможно только при условии  $\beta \cdot n > 1$ , т. е. если скорость частицы  $v > c/n$ . Таким образом, равенство  $\beta \cdot n = 1$  определяет энергетический порог излучения. Значение энергии  $E$  этого порога зависит от коэффициента преломления  $n$ . Поскольку в условия, определяющие этот порог, входит непосредственно не энергия, а скорость частицы  $\beta$ , то очевидно, что  $E$  зависит от массы частицы. В табл. 5.1 приведены значения пороговой энергии  $E$  для электронов,  $\pi$ -мезонов и протонов при трех значениях  $n$ .

Обычно показатель преломления среды  $n$  для синих лучей больше, чем для красных. Поэтому синий цвет излучается под большим углом, чем красный.

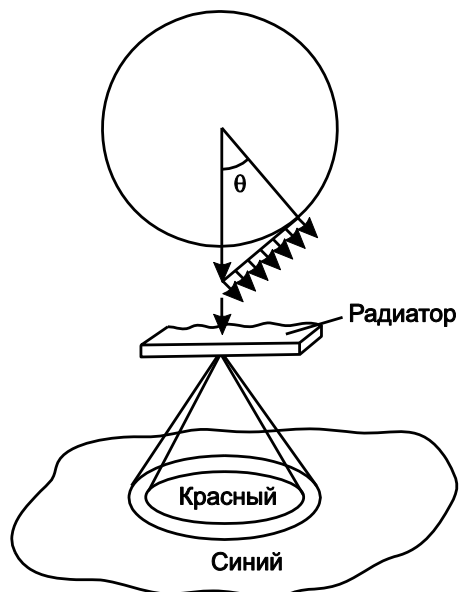


Рис. 5.2. Образование цветного кольца излучения Вавилова–Черенкова при прохождении быстрой заряженной частицы через тонкий радиатор

Это приводит к тому, что излучение Вавилова – Черенкова, возникающее при прохождении пучка частиц через тонкую пластину, оказывается заключенным между двумя коническими поверхностями. Раствор внутренней конической поверхности равен углу излучения для волн с наименьшей частотой (красная часть спектра). Угол раствора внешнего конуса равен углу излучения для волны с наибольшей частотой (синяя часть спектра). Если поместить фотографическую пластину перпендикулярно к пучку быстрых частиц, на ней можно видеть цветную фотографию концентрических колец, образованных излучением Вавилова – Черенкова. Цвета колец по мере удаления от центра переходят от

красного к фиолетовому (рис. 5.2). Такие фотографии были получены на пучке протонов 660 МэВ на ускорителе в Объединенном институте ядерных исследований.

Потери энергии на излучение Вавилова – Черенкова не зависят от заряда атомов среды. При большой скорости частицы потери энергии достигают практически постоянного значения. Практически достигает постоянного значения и угол, под которым направлено излучение. Поэтому для ультрарелятивистских частиц использовать излучение Вавилова – Черенкова для идентификации частиц затруднительно. С этой точки зрения значительный интерес представляет переходное излучение.

### 5.1. Длительность световой вспышки

Длительность вспышки излучения Вавилова–Черенкова практически определяется временем пролета частицы через радиатор. Для излучателя длиной несколько сантиметров и скорости частицы, близкой к скорости света, длительность вспышки составляет  $10^{-10}$  с. Минимальная длительность вспышки определяется дисперсией. В недиспергирующей среде волновой фронт имеет бесконечно малую толщину, и поэтому длительность световой вспышки в этом случае бесконечно мала. Если среда обладает дисперсией, то угол излучения будет разным для различных длин волн.

Тогда длительность светового импульса  $\Delta t$ , измеряемая вдоль прямой, параллельной направлению движения частицы на расстоянии  $r$  от ее траектории, определяется выражением [1]

$$\Delta t = \frac{r}{\beta \cdot c} \cdot \left[ \sqrt{\beta^2 n^2(\omega_2)} - \sqrt{\beta^2 n^2(\omega_1)} \right] = \frac{r}{\beta \cdot c} \cdot (tg\theta_2 - tg\theta_1), \quad (5.2)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – граничные частоты приемника света;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – соответствующие этим частотам углы излучения. Обычно, чем больше частота света (чем меньше длина волны), тем больше коэффициент преломления  $n$ . Это значит, что синие лучи преломляются сильнее, чем красные, и поэтому получаются под большим углом.

## 5.2. Интенсивность излучения

Согласно классической теории И.М. Франка и И.Е. Тамма число фотонов, испущенных в диапазоне частот от  $\nu$  до  $\nu + \Delta\nu$  на единице длины пути частицы с зарядом  $ze$ , равно

$$dn(\nu)d\nu = \frac{4\pi \cdot z^2 e^2}{\hbar c^2} \cdot \left[ 1 - \frac{1}{(n\beta)^2} \right] d\nu = \frac{4\pi^2 \cdot z^2 e^2 \Delta\nu}{hc^2} \cdot \sin^2 \theta. \quad (5.3)$$

В диапазоне частот видимого света  $\Delta\nu = 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  для однозарядной частицы получаем  $n \approx 450 \sin^2 \theta$  фотон/см. Потери энергии на излучение Вавилова – Черенкова даются выражением [1]

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{гер}} = \frac{4\pi^2 \cdot z^2 e^2}{c} \cdot \int_{\beta n > 1} \left[ 1 - \frac{1}{(n\beta)^2} \right] \nu d\nu. \quad (5.4)$$

Здесь интегрирование производится по всем  $\nu$ , где выполняется условие  $\beta n(\nu) > 1$ . В плотных средах потери на излучение Вавилова – Черенкова по порядку величины примерно равны  $1 \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}$ . Для сравнения напомним, что ионизационные потери энергии в минимуме ионизации для любых частиц составляют примерно  $2 \text{ МэВ} \text{ см}^2/\text{г}$ , т. е. в  $10^3$  раз больше, чем потери на излучение Вавилова – Черенкова.

## 5.3. Сравнение со сцинтилляционным детектором

Сигнал на выходе черенковского детектора по абсолютной величине меньше, чем сигнал на выходе ионизационного или сцинтилляционного детектора. Если энергетический выход сцинтиллятора равен нескольким процентам, то сигнал на выходе сцинтилляционного детектора будет примерно в 50 раз больше сигнала на выходе черенковского детектора со сравнимой плотностью и показателем преломления вещества детектора.

Следует обратить внимание на то, что энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора и черенковского детектора обусловлено различными причинами. Разрешение сцинтилляционного детектора определяется, прежде всего, статистическими флуктуациями процесса ионизации. В этом случае флуктуации числа фотоэлектронов пренебрежимо малы. Действительно, в тонком сцинтилляторе толщиной 2 см образуется примерно  $2,5 \cdot 10^4$  фотонов или  $2,5 \cdot 10^3$  электронов на входе ФЭУ. Флуктуации



числа электронов составляют в этом случае 2%. При этом полагаем, что  $\Delta N = 1/\sqrt{N}$ .

Как известно, в тонком сцинтилляторе (потеря энергии частицей мала по сравнению с кинетической энергией частицы) распределение потерь энергии описывается распределением Ландау. Полная ширина этого распределения на половине высоты составляет около 20–30% наиболее вероятного значения потерь энергии. Это связано с тем, что значительная часть света, испускаемого в сцинтилляторе, возбуждается  $\delta$ -электронами малой энергии.

В черенковском детекторе условия оказываются совершенно иными, так как большая часть света испускается непосредственно самой частицей. Некоторая часть черенковского излучения может быть обусловлена небольшим числом  $\delta$ -электронов с энергиями, превышающими пороговую, например, 260 кэВ в случае воды. Доля света, обусловленная  $\delta$ -электронами, зависит, во-первых, от того, насколько энергия частицы превышает пороговую энергию, во-вторых, от максимально передаваемой энергии  $E$  и, в-третьих, от энергетического распределения  $\delta$ -электронов.

Энергетическое разрешение черенковского детектора определяется, в основном, флуктуациями числа фотоэлектронов и для рассмотренного примера (радиатор толщиной 2 см) составляет 14%, т. е. примерно в 2 раза меньше полуширины распределения, полученного для сцинтиллятора той же толщины.

Заметим, что относительная интенсивность черенковского и тормозного излучений составляет для электрона с энергией 100 МэВ, движущегося через слой воды толщиной 1 см, —  $(dE_{\text{торм}}/dE_{\text{гер}})_{\text{полн.}} \approx 700$  и  $(dE_{\text{торм}}/dE_{\text{гер}})_{\text{Видимая обл.}} \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ .

#### 5.4. Детекторы излучения Вавилова – Черенкова

Детектор состоит из радиатора, в котором генерируется излучение, и приемника, который это излучение регистрирует. Излучение возникает в радиаторе только при условии, что скорость заряженной частицы, проходящей через радиатор, **превышает фазовую скорость света** в веществе радиатора. На этом основан принцип действия **пороговых детекторов**. Сигнал на выходе детектора возникает только в том случае, если скорость заряженной частицы превышает определенную величину. Пороговый детектор можно сконструировать и таким образом, что он будет регистрировать частицы, энергия которых не превышает определенного значения.

Другой класс детекторов излучения Вавилова – Черенкова позволяет не только регистрировать частицы, скорость которых лежит в определенных пределах, но и **непосредственно определять эту скорость**. В этом случае **детектор является спектрометром** частиц высокой энергии.

Таким образом, существуют два типа детекторов: **пороговые детекторы и детекторы с фокусировкой**, которые позволяют определять скорость частицы.

Подчеркнем основные свойства излучения Вавилова – Черенкова. Излучение наблюдается у всех чистых прозрачных материалов; излучение поляризовано с преимущественной ориентацией вектора напряженности электрического поля вдоль направления первичного пучка частиц (лежит в плоскости, проходящей через луч и направление движения частицы). В отличие от люминесценции не наблюдается ни температурного, ни примесного тушения излучения.

Условие, при котором возникает излучение Вавилова – Черенкова,  $\beta \cdot n > 1$  начинает выполняться для электронов уже при энергиях порядка  $10^5$  эВ, а для протона при энергиях порядка  $10^{10}$  эВ.

Детекторы, основанные на регистрации этого излучения, позволяют определять непосредственно скорость частицы.

Излучение Вавилова – Черенкова в радиаторе небольшой длины или с изменяющимся по длине показателем преломления сопровождается **переходным излучением**, возникающим при прохождении частицы через среду с изменяющимся показателем преломления.

Излучение Вавилова – Черенкова составляет угол  $\theta$  с траекторией частицы. Угол  $\theta$  связан со скоростью частицы  $\beta = v/c$  и показателем преломления среды  $n$  соотношением  $\cos\theta = 1/\beta n$ . Число испускаемых фотонов на единицы пути частицы, например, в плексиглазе в видимой области света для частиц со скоростью, близкой к скорости света, составляет около 250 фотонов на 1 см.

#### **5.4.1. Радиаторы**

Для регистрации частиц не очень большой скорости в качестве радиатора применяют жидкости и твердые тела. Коэффициент преломления радиатора зависит от природы вещества. Так, например, показатель преломления может изменяться от  $n = 1,276$  (фторохимикат FC-75,  $C_8F_{16}O$ ) до  $n = 1,655$  (тяжелый флинт) [1]. Показатель преломления воды  $n = 1,33$ , органического стекла  $n = 1,5$ . В табл. 5.2 приведены материалы, используемые в качестве радиаторов черенковского излучения, и их характеристики: коэффициент преломления:  $n-1$  и пороговое значение  $\gamma_S = 1/\sqrt{1-1/n^2}$  лоренц-фактора частицы, соответствующее пороговому значению скорости частицы.

С помощью пороговых детекторов с жидкими и твердыми радиаторами можно разделить между собой частицы со скоростью  $\beta = 0,95 \div 0,96$  ( $\pi$ -мезоны с импульсом до 0,5 ГэВ/с,  $\mu$ -мезоны с импульсом до 0,35 ГэВ/с,  $K$ -мезоны с импульсом до 1,6 ГэВ/с, протоны до 3,0 ГэВ/с).

Для разделения частиц с большой скоростью широко применяют газовые детекторы, в которых коэффициент преломления можно изменять плавно путем изменения давления газа.

### 5.4.2. Пороговые детекторы

Пороговый детектор регистрирует все частицы со скоростью, большей скорости  $v > c/n$ . Основное назначение таких детекторов – это разделение релятивистских частиц с различной скоростью.

Пусть имеется пучок  $\pi$ -мезонов и пучок протонов с равными импульсами. Тогда легко подобрать такой радиатор, в котором  $\pi$ -мезоны будут создавать излучение Вавилова – Черенкова, а протоны не будут. Таким образом, детектор будет регистрировать только  $\pi$ -мезоны.

Таблица 5.2  
Черенковские радиаторы, газы при нормальных условиях [12]

Материал	$n-1$	Порог $\gamma_s$
Стекло	0,46-0,75	1,22-1,37
Толуол (сцинт.)	0,58	1,29
Плексиглас (акрил.)	0,48	1,36
Вода	0,33	1,52
Аэрогель	0,025-0,075	4,5-2,7
Пентан (STR)	$1,7 \cdot 10^{-3}$	17,2
CO <sub>2</sub> (STR)	$4,3 \cdot 10^{-4}$	34,1
He (STR)	$3,3 \cdot 10^{-5}$	123

Газовые пороговые детекторы с малым давлением и большой длиной позволяют разделять между собой  $\pi$ -мезоны,  $K$ -мезоны и протоны вплоть до 20 ГэВ/с, а  $\mu$ -мезоны,  $\pi$ -мезоны и электроны до 10 ГэВ/с. Поэтому они удобны для идентификации вторичных частиц, образующихся в ядерных взаимодействиях.

Между самыми высокими полученными для газов (например, пентан) коэффициентами преломления и самыми низкими значениями для прозрачных твердых тел имелся пробел, который был заполнен в последнее время благодаря развитию аэрогелей на основе диоксида кремния [16]. Они состоят из  $m(SiO_2)$  и  $2m(H_2O)$ , где  $m$  – любое натуральное число, и образующиеся материалы имеют величину  $n-1$  между 0,025 и 0,075, так что становится возможным измерять скорость в области  $\gamma = 3 \div 5$ . В настоящее время возможно изготавливать такие аэрогели с показателем преломления  $n = 1,03$  или  $n = 1,05$  в виде блоков с размерами

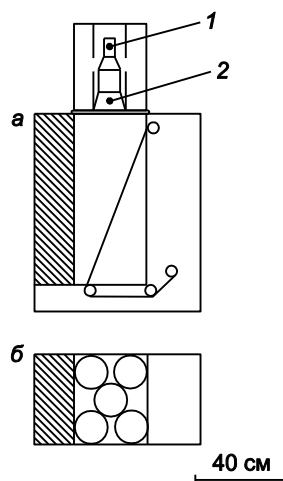


Рис. 5.3. Черенковский пороговый счетчик с аэрогелем; частицы падают слева на счетчик, свет отражается с помощью фольги на пять ФЭУ [19]: 1 – ФЭУ; 2 – диффузный отражатель; а – вид сбоку; б – вид сверху. Заштрихованная область – аэрогель

возможным измерять скорость в области  $\gamma = 3 \div 5$ . В настоящее время возможно изготавливать такие аэрогели с показателем преломления  $n = 1,03$  или  $n = 1,05$  в виде блоков с размерами

$18 \times 18 \times 3 \text{ см}^3$  [17]. Черенковский свет в этом случае собирается позади радиатора-аэрогеля с помощью цилиндрических зеркал [18] или с помощью нанесенного на внутреннюю поверхность диффузного отражателя, образующего полый светопровод [19] (рис. 5.3). С помощью блока из аэрогеля длиной 15–18 см таким способом можно получить выход 6–12 фотоэлектронов.

### 5.4.3. Детекторы с фокусировкой

Фокусировка света позволяет регистрировать излучение Вавилова – Черенкова, выходящее под определенным углом к направлению движения частицы, и тем самым определять скорость частицы. Для фокусировки света в детекторах пользуются зеркалами и линзами. Пучок заряженных частиц пропускают параллельно оси оптической системы. Частицы излучают фотоны под углом  $\theta$ . Излучение любой частицы собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости системы. Если поместить в фокальной плоскости оптической системы дисковую диафрагму, то такая система будет пропускать только свет, испущенный под углом  $\theta$  частицами, летящими параллельно главной оптической оси. Свет, испускаемый под другими углами (частицами с другой скоростью или частицами, идущими под углом к главной оси), не пройдет через диафрагму и не будет зарегистрирован (рис. 5.4).

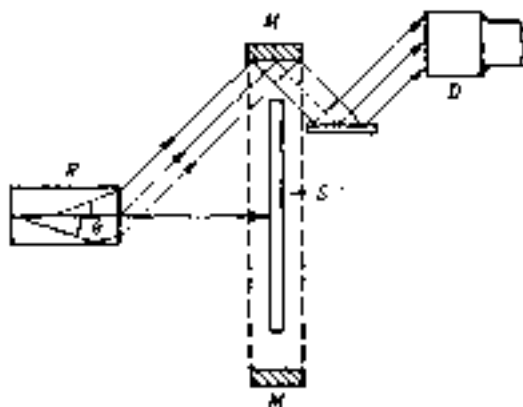


Рис. 5.4. Селектор скоростей:  
*R* – радиатор; *S* – дисковая диафрагма; *M* – кольцевое (цилиндрическое) зеркало; *D* – фотоумножители (3 шт.) [1]

Селектор скорости, основанный на схеме, изображенной на рис. 5.4, был применен в эксперименте по обнаружению антипротонов. Селектор был настроен на регистрацию частиц, скорость которых была заключена в интервале  $0,78 \cdot c - 0,75 \cdot c$ . Скорость  $\pi$ -мезонов в том же пучке составляла  $0,99 \cdot c$ . Таким образом, детектор излучения Вавилова – Черенкова позволил надежно выделять антипротоны на фоне  $\pi$ -мезонов, который на несколько порядков превышал сам эффект. Важность и ценность этой работы была отмечена присуждением ее

авторам Нобелевской премии по физике за 1959 г.

Основная характеристика детектора – его разрешение по скорости  $\Delta v/v$ . Газовые детекторы имеют разрешение по скорости порядка  $10^{-4}$ . Они могут разделять друг от друга  $\pi$ -мезоны, *K*-мезоны и протоны до импульсов 20–25 ГэВ/с. Дальнейшее улучшение разрешения требует корректировки оптической системы на дисперсию света в газах. Детекторы такого типа дают

разрешение  $\Delta v/v$  порядка  $10^{-5}$ . Они позволяют разделять между собой  $\pi$ -мезоны,  $K$ -мезоны и протоны с импульсами 100–50 ГэВ/с.

Фотографирование кольца черенковского излучения в фокальной плоскости оптической системы с помощью многодетекторной системы или ЭОП (или с помощью годоскопических ФЭУ) позволяет измерять скорость частицы с точностью  $\sim 10^{-4}$ , а по положению центра кольца позволяет определять угол испускания частиц.

### 5.5. Энергетическое разрешение счетчиков с фокусировкой

Энергию частицы в черенковском счетчике можно измерять, используя однозначную связь угла излучения со скоростью частицы 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  $E_{total} = m_0 c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}$ , и соответственно энергетическое разрешение счетчика можно выразить через разрешение по скоростям [2]

$$\frac{\Delta E}{E_{total}} = \eta = \frac{\beta^2 \Delta \beta}{(1 - \beta^2) \beta}. \quad (5.5)$$

Определим  $\eta$  через  $\Delta \theta$ , используя выражение (5.1):

$$\eta = \frac{tg \theta \Delta \theta}{n^2 \cos^2 \theta - 1}. \quad (5.6)$$

Неопределенность при измерении угла  $\theta$  может возникнуть по многим причинам, связанным как с конструкцией счетчика (например, ширина коллимирующей щели) и параметрами пучка, так и физическими процессами, связанными с образованием излучения Вавилова – Черенкова.

Рассмотрим основные физические эффекты, определяющие энергетическое разрешение черенковского счетчика, а именно:

- оптическую дисперсию;
- уменьшение скорости частицы при прохождении ее через радиатор;
- многократное кулоновское рассеяние частицы в радиаторе.

Угловая дисперсия, возникающая из-за оптической дисперсии, приводит к неоднозначности при измерении угла излучения Вавилова – Черенкова. Оценить  $\Delta \theta$  можно из (5.1). Предполагая  $\Delta \theta$  и  $\Delta n$  малыми по сравнению с  $\theta$  и  $n$ , получаем [2]

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta \lambda} = \frac{1}{n^2 \beta \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{1}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}. \quad (5.7)$$

Обычно дисперсия меньше  $1^\circ$  для видимой части спектра излучения Вавилова – Черенкова. Однако вблизи порога при  $\beta \cdot n \Rightarrow 1$  она может быть большой, так как знаменатель в (5.7) становится близким к нулю. Зная  $\Delta \theta$ , легко вычислить  $\Delta E$  по выражению (5.6) с использованием (5.5).

Вследствие потери энергии частицей при прохождении через радиатор ее скорость уменьшается, что приводит к изменению угла  $\theta$  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 уменьшении энергии частицы, когда растет теряемая энергия на единице пути и усиливается зависимость скорости частицы от 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  $\theta$  и  $n$ .

Отклонение направления движения частицы в среде от ее первичного направления, вследствие многократных отклонений на малые углы при кулоновском рассеянии на ядрах, принято характеризовать среднеквадратическим углом рассеяния  $\bar{\alpha} = \sqrt{(\Delta\theta)^2}$ . 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 соотношением

$$\eta = 2\bar{\alpha} \cdot \frac{\beta^2 \sqrt{n^2 \beta^2 - 1}}{1 - \beta^2}, \quad (5.8)$$

которое можно получить из основного соотношения (5.1), учитывая (5.5). Для протонов с энергией 400 МэВ, прошедших через плексигласовый радиатор толщиной 5 см,  $\bar{\alpha} = 0,5^\circ$ , а  $\eta = 0,6\%$ .

Вклады рассмотренных эффектов в энергетическое разрешение в большинстве случаев приблизительно одинаковы. Следует заметить, что очень часто, особенно когда черенковский счетчик 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, такую оценку можно провести только для конкретной конструкции детектора.

К настоящему времени для пороговых газовых счетчиков и газовых счетчиков с фокусировкой получено разрешение по скоростям  $\Delta\beta/\beta = (4 \div 6) \cdot 10^{-6}$ . Дальнейшее улучшение разрешения возможно только за счет очень сильного усложнения конструкции счетчика и резкого увеличения его габаритов и стоимости. В счетчиках, специально сконструированных для измерения энергии частиц, можно добиться в сравнительно узком диапазоне энергетического разрешения  $\eta \approx 1\%$ .

**Временное разрешение** черенковских счетчиков 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  $10^{-9}$  с для твердых и жидких радиаторов, и конечной длительностью волнового фронта излучения Вавилова–Черенкова, которая также значительно меньше  $10^{-9}$  с.

В пороговых счетчиках большого объема, в которых излучение достигает фотокатода фотоумножителя после многократных отражений от стенок контейнера с радиатором, длительность вспышки заметно увеличивается и может достигать десятков наносекунд.

## 6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

### 6.1. Принцип действия полупроводникового детектора

Полупроводниковые детекторы применяются для регистрации и спектрометрии заряженных частиц, нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

В первом приближении полупроводниковый детектор можно рассматривать как *ионизационную камеру с твердым диэлектриком между электродами*. Часто вместо термина *твердотельная камера* используют термин *счетчик*. Так же, как и в газонаполненной ионизационной камере при поглощении ионизирующего излучения, в твердотельной камере образуются носители заряда, которые под действием внешнего электрического поля собираются на электродах. Возникающие при этом импульсы тока или напряжения используются для регистрации излучений. Число образовавшихся пар носителей заряда практически зависит только от энергии, потерянной ионизирующей частицей, и не зависит от ее характеристик (заряда, скорости и т. д.). Это обеспечивает характерную для ионизационных камер линейную связь между амплитудой импульса и потерянной в чувствительном объеме детектора энергией для всех видов частиц.

Твердотельные камеры обладают преимуществами по сравнению с газонаполненными приборами:

**Во-первых**, в чувствительном объеме этих камер *содержится много больше по массе вещества, чем в газовом промежутке*. Следовательно, в твердотельной камере полностью укладываются пробеги ионизирующих частиц с энергией значительно большей, чем в газонаполненном детекторе. При регистрации  $\gamma$ -квантов эффективность твердотельных камер также существенно выше. Весьма важно для  $\gamma$ -спектроскопии то, что  $\gamma$ -кванты, попадающие в детектор, выбивают электроны не из электродов, как это имеет место в газонаполненных ионизационных камерах, а образуют их в чувствительном объеме камеры. При необходимости можно сделать твердотельную камеру с очень малым промежутком между электродами, что позволяет применять его для измерения удельных потерь энергии.

**Во-вторых**, и это еще более важно, твердотельные камеры имеют существенно *лучшее энергетическое и временное разрешение*, что связано с иными, чем в газонаполненной камере, процессами образования и движения носителей зарядов.

Для удобства описания физических процессов, происходящих в твердотельных камерах, предположим, что камера представляет собой однородный брусок полупроводника и что электрическое поле постоянно во всем его объеме, т. е. камера имеет идеальные электроды, которые нигде не искажают распределение заряда в полупроводнике и не изменяют концентрацию носителей заряда. Схема включения такой камеры 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 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, твердый наполнитель камеры должен характеризоваться:

- малым значением средней энергии, расходуемой заряженной частицей для создания одной пары носителей заряда;
- отсутствием рекомбинации и захвата носителей;
- большой и близкой по величине подвижностью носителей обоих знаков;
- большим удельным электрическим сопротивлением.

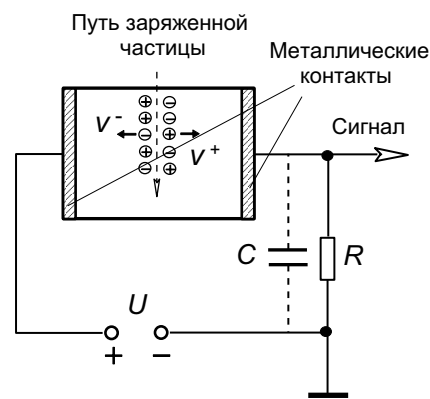


Рис. 6.1. Схема включения полупроводникового детектора

*Рассмотрим эти требования несколько подробнее.* Чем меньше значение средней энергии, расходуемой частицей для создания одной пары носителей заряда, 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  $\omega$  – средняя энергия образования пары носителей – на порядок меньше, чем у газовых ионизационных камер, и на два порядка меньше, чем у сцинтилляционных счетчиков.

Большая вероятность рекомбинации при движении носителей заряда к электродам приводит к уменьшению полного собранного заряда и соответствующему ухудшению энергетического разрешения вследствие увеличения статистических флуктуаций.

В отличие от газонаполненной ионизационной камеры, в камере с твердым наполнителем возможен кратковременный или **длительный захват носителей** одного или обоих знаков, так называемыми, *ловушками* —



локальными нарушениями периодичности кристаллической решетки. Эти нарушения возникают или из-за присутствия чужеродных атомов в узлах и междоузлиях решетки, или из-за различного рода дефектов самой решетки. При большой вероятности захвата носителей в ловушки внутри диэлектрика возникает **объемный заряд**, электрическое поле которого направлено противоположно внешнему полю. Объемный заряд возникает потому, что носители зарядов разных знаков до захвата успевают сместиться к электродам в противоположных направлениях. В итоге после некоторого периода облучения поле внутри диэлектрика с ловушками может уменьшиться настолько, что счетчик перестанет работать. Кратковременный захват носителей ловушками ухудшает временное разрешение детектора, поскольку время сбора зарядов растёт, увеличиваются и его флуктуации.

В твердотельной камере так же, как и в камере с газовым наполнителем, **скорость перемещения носителей** (скорость дрейфа  $v$ ) к электродам определяется их **подвижностью**  $u$  и **пропорциональна напряженности электрического поля**  $E$  в камере:

$$v^+ = u^+ \cdot E; \quad v^- = u^- \cdot E. \quad (6.1)$$

Чем больше  $u$ , тем меньше время сбора носителей и тем лучшим разрешающим временем обладает твердотельная 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 будет **отсутствовать индукционный эффект**.

Поскольку любой материал, который можно использовать в качестве рабочего вещества твердотельной камеры, обладает конечной электропроводностью, то при подаче на электроды камеры разности потенциалов, через наполнитель камеры потечет постоянный ток, пропорциональный электропроводности материала. Число носителей заряда, перемещающихся между электродами и создающих постоянный ток, испытывает статистические флуктуации, абсолютное значение которых тем больше, чем больше ток. Если флуктуации тока сравнимы с числом носителей, образованных в камере заряженной частицей, то становится невозможным отличать полезные сигналы от шума.

Оценим минимальное значение 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. Такой подход означает, что электрическое поле мгновенно прикладывается к камере в момент попадания в нее ионизирующей частицы и снова выключается спустя промежуток времени, за который все носители достигают электродов камеры.

Среднее значение тока проводимости  $I = U/R$ , где  $R$  – сопротивление наполнителя;  $U$  приложенное к камере напряжение. Пусть  $t$  время дрейфа

носителей между электродами, а  $e$  их заряд, тогда за время  $t$  детектор пересечет  $n = U \cdot t / (R \cdot e)$  пар носителей. Считая, что плотность носителей описывается распределением Пуассона, получаем для стандартного отклонения

$$\sigma_n = \sqrt{U \cdot t / (R \cdot e)}.$$

Число пар носителей, созданных в камере заряженной частицей с энергией  $E$ , равно  $E/\omega$ . Потребуем, чтобы отношение сигнала шума к полезному сигналу равнялось  $\sigma_n \cdot \omega / E = 10^{-3}$ . Используя это условие, получаем [2]

$$R \geq \left(\frac{\omega}{E}\right)^2 \cdot \left(\frac{U \cdot t}{e}\right) \cdot 10^6 \quad (6.2)$$

или для удельного сопротивления

$$\rho \geq \left(\frac{s}{d} \cdot \frac{U \cdot t}{e}\right) \cdot \left(\frac{\omega}{E}\right)^2 \cdot 10^6, \quad (6.3)$$

где  $s$  – площадь детектора;  $d$  – расстояние между электродами. Примем, что подвижности положительных и отрицательных носителей одинаковы и равны  $u$ . Тогда время прохода носителями расстояния  $d$  равно максимальному времени сбора носителей, созданных заряженной частицей,  $t = d^2 / U \cdot u$ , а удельное сопротивление

$$\rho \geq V \cdot \left(\frac{\omega}{E}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{eu}\right) \cdot 10^6, \quad (6.4)$$

где  $V$  – объем камеры, см<sup>3</sup>.

При комнатной температуре подвижность носителей в диэлектриках (изоляторах или полупроводниках) по порядку величины равна  $10^3$  см<sup>2</sup>/(В·с), а  $\omega = 3 \div 7$  эВ. Принимая  $V = 1$  см<sup>3</sup> и  $E = 1$  МэВ, получаем из (6.4), что минимально допустимое значение удельного сопротивления примерно равно  $10^{10}$  Ом·см.

В природе не существует материала, который бы достаточно хорошо удовлетворял требованиям 1–4 одновременно. Изоляторы обладают большим удельным сопротивлением (до  $10^{16}$  Ом·см), сравнительно малым  $\omega$  и большим  $u$ , 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 (6.4).

Дальнейшее рассмотрение ограничивается только детекторами из кремния и германия.

В настоящее время в промышленном масштабе удается изготавливать кремний с удельным сопротивлением при комнатной температуре порядка нескольких десятков тысяч, а германий – около сотен Ом, умноженных на сантиметр, что явно недостаточно для работы с однородным по объему наполнителем–полупроводником. Приходится прибегать к специальным

мерам, резко повышающим сопротивление полупроводника, а именно: использовать свойства переходной области между двумя полупроводниками с разными свойствами, намеренно вводить в полупроводниковый материал определенные примеси и охлаждать детектор вплоть до температур жидкого азота.

Более подробный анализ работы полупроводниковых детекторов нельзя привести, не используя основных понятий физики полупроводников, которые рассматриваются ниже.

## 6.2. Основные понятия из физики полупроводников

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.

Число электронов, которое может находиться на данном уровне, строго ограничено. При переходе с одного уровня  $E_1$  на другой  $E_2$  электроны излучают или поглощают определенное количество электромагнитной энергии  $E_1 - E_2 = h\nu$ . Глубокие уровни, т. е. находящиеся ближе к ядру, заполняются в первую очередь, а внешние уровни могут быть и не заполненными.

При образовании кристалла атомы сближаются, их энергетические уровни размываются, образуя зоны разрешенных и запрещенных значений энергии, которые теперь принадлежат всему кристаллу. Электроны, находящиеся на близких к ядру отдельных 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 эВ.

В *металле*, где зона проводимости и валентные зоны перекрываются, достаточно небольшой тепловой энергии для перевода электронов в состояние проводимости. У **полупроводников и диэлектриков** наивысшая заполненная зона отделена от следующей, более высокой (по энергии) зоны разрешенных значений **запрещенной зоной** шириной  $E_g$ , в которой отсутствуют уровни, принадлежащие идеальному кристаллу. При температуре абсолютного нуля, когда электроны заполняют самые низкие свободные уровни, в полупроводнике есть или полностью свободные, или полностью заполненные зоны. Самая верхняя заполненная зона называется **валентной**, самая низкая незаполненная – **зоной проводимости**. В полупроводнике и диэлектриках, чтобы попасть в зону проводимости, электрон валентной зоны должен обладать энергией, превышающей ширину запрещенной зоны  $E > E_g$ .

В диэлектриках ширина запрещенной зоны достаточно велика  $E_g > 3$  эВ, так что даже при высокой температуре электроны не могут преодолеть запрещенной зоны.

В полупроводниках ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 0,5 \div 2$  эВ, поэтому с повышением температуры отдельные электроны могут перейти из валентной зоны в зону проводимости.

В зоне проводимости у металлов оказывается наибольшее число электронов, следовательно, удельное сопротивление металлов мало  $\rho \leq 10^{-6}$  Ом·см. У диэлектриков удельное сопротивление  $\rho \geq 10^{16}$  Ом·см. Диэлектрики, сопротивление которых больше, чем у металлов, и меньше, чем у изоляторов, называют **полупроводниковыми**. Считают, что границы области полупроводников  $10^9$ – $10^{-2}$  Ом·см. Этот интервал сопротивления относителен, поскольку сопротивление полупроводников очень резко зависит от температуры.

Если в кристалле имеется электрическое поле  $E$ , то на каждый электрон действует сила  $F = e \cdot E$ . 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, является **изолятором**, твердое тело с частично заполненными зонами – **полупроводник**. При температуре абсолютного нуля все полупроводники становятся изоляторами. При температуре, отличной от абсолютного нуля, в полупроводниках часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии переходит в зону проводимости, где они могут свободно перемещаться под действием внешнего поля. Вероятность такого перехода экспоненциально возрастает с уменьшением ширины запрещенной зоны.

В зоне проводимости электрон может иметь любую энергию (почти как в вакууме), но время нахождения в зоне конечное, по истечению которого электрон возвращается в валентную зону. Время пребывания электрона в зоне проводимости – время жизни электрона  $\tau_{\text{жизн.эл.}}$  – очень важный параметр полупроводника.

Электропроводность в полупроводнике определяется не только электронами, перешедшими в зону проводимости, но и **дырками**, которые остаются в валентной зоне после ухода электронов. Дырки представляют собой **незаполненные уровни**, на которые могут перемещаться соседние электроны, образуя в свою очередь **новые дырки**. Таким образом, происходит как бы **движение дырок**. 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 к массе свободного электрона. Таким образом, **носителями тока в полупроводнике являются электроны проводимости и дырки в валентной зоне**.

### 6.2.1. Собственная проводимость полупроводников

Германий и кремний – элементы IV-ой группы периодической таблицы Менделеева, которые имеют на внешней оболочке четыре валентных электрона, связанных ковалентной связью с соседними атомами.

В идеально чистых полупроводниковых кристаллах с идеальной структурой при температуре абсолютного нуля валентная энергетическая зона полностью занята электронами и отделена от зоны проводимости узкой запрещенной зоной. При нагревании полупроводника за счет энергии теплового движения часть электронов из валентной зоны переходит в зону проводимости. Под действием электрического поля электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне будут перемещаться, определяя электропроводность полупроводника. Плотность тока

$$j = en^-v^- + en^+v^+, \quad (6.5)$$

где  $n^-$  и  $n^+$  – концентрации электронов и дырок ( $\text{см}^{-3}$ );  $v^-$  и  $v^+$  – их скорости (дрейфа).

Если дырки в валентной зоне и электроны в зоне проводимости появляются только в результате тепловых переходов через запрещенную зону, то число свободных электронов в полупроводнике равно числу дырок, и такие полупроводники называются *собственными*, или полупроводниками с *собственной проводимостью*, или полупроводниками *i-типа* (рис. 6.2).

### 6.2.2. Примесная проводимость полупроводников

В идеальном кристалле (с химической точки зрения), 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.

Примесной проводимостью полупроводника называется электропроводность, обусловленная наличием примесных центров. Под примесными центрами подразумеваются:

- атомы посторонних элементов;
- всевозможные дефекты кристаллической решетки (пустые узлы; атомы или ионы, внедренные в междоузлия; сдвиги, связанные с пластической деформацией и т. д.).

Вблизи мест с нарушениями периодичности решетки (локализованных центров) периодическое кулоновское поле идеальной решетки искажается, соответственно изменяется и диаграмма энергетических зон. При этом в запрещенной зоне появляются *локальные уровни*, обязанные своим происхождением примесям и дефектам.

Локализованные центры могут ионизоваться:

- отдавая электроны в зону проводимости, тогда они называются *донорными центрами* (или донорами), например, если в качестве примеси присутствует 5<sup>ти</sup>-валентный мышьяк или фосфор;

- принимая электроны из валентной зоны, тогда они называются **акцепторными центрами** (или **акцепторами**), если в качестве примеси присутствует 3<sup>x</sup>-валентный бор или алюминий.

Соответствующие этим центрам уровни в запрещенной зоне называются **донорными** и **акцепторными**. Донорные уровни располагаются вблизи верхнего края запрещенной зоны, а акцепторные – вблизи нижнего.

Примесные включения вносят изменения в движение электронов и влияют на их энергетические состояния. Поскольку в интересующих нас случаях примесных уровней много больше, чем уровней, созданных дефектами, в дальнейшем будем считать, что все уровни в запрещенной зоне имеют примесное происхождение. Введение примесных уровней в полупроводник называется его **легированием**.

**Примеси могут быть источниками электронов в кристалле.** Пусть, например, в кристалле *Ge* или *Si* (4<sup>x</sup>-валентные) один атом замещен атомом пятивалентного элемента (мышьяк – *As*, фосфор – *P*). Только четыре его электрона будут участвовать в образовании межатомных связей. Пятый валентный электрон в образовании таких связей не участвует (*связан слабее*), он связан только с ядром атома. Энергетический уровень такого электрона располагается в запрещенной зоне вблизи зоны проводимости. Для отрыва такого электрона надо затратить энергию  $E_d$ , значительно меньшую, чем ширина запрещенной зоны  $E_g$ . Например, в кремнии легированным мышьяком  $Si(As) - E_d = 0,54$  эВ. Такие уровни называют донорными, а полупроводники с примесью атомов-доноров – полупроводниками ***n*-типа**. Проводимость проводника с донорной примесью определяется только перемещением электронов (дырки не перемещаются). Плотность тока

$$j = en^-v^- . \quad (6.6).$$

**Примеси могут служить источниками дырок**, если четырехвалентный атом *Ge* или *Si* замещен атомом трехвалентного элемента (*B*, *Al*, *Jn*). В этом случае возникает недостаток одного электрона для образования ковалентной связи с соседними атомами. Недостающий электрон может быть позаимствован у соседнего атома (4<sup>x</sup>-валентного). Появляется **положительная дырка и отрицательный ион примеси**. Такие примеси называются **акцепторными**. На энергетической диаграмме атомам-акцепторам соответствуют уровни  $E_a$  в запрещенной зоне вблизи валентной зоны. Например, в кремнии легированным бором  $Si(B) - E_a \approx 0,08$  эВ. При температуре абсолютного нуля эти уровни пусты, но уже при сравнительно низких температурах валентные электроны вследствие теплового движения приобретают достаточную энергию, чтобы заполнить эти уровни. Свободных электронов в этом случае не имеется, но положительная дырка может под действием электрического поля перемещаться по кристаллу. Полупроводник с акцепторными примесями называют полупроводником ***p*-типа**. Проводимость проводника с акцепторной примесью определяется только перемещением дырок и соответствующая плотность тока равна

$$j = en^+v^+ \quad (6.7).$$

Энергетические схемы полупроводников с разными типами проводимости представлены на рис. 6.2.

В полупроводнике могут быть примеси обоих сортов. В этом случае тип проводимости определяется примесью с более высокой концентрацией носителей тока. **Основными носителями** в примесном полупроводнике называют те носители, концентрация которых больше, а **неосновными** – носители с меньшей концентрацией.

Если в полупроводнике создать одновременно донорный и акцепторный

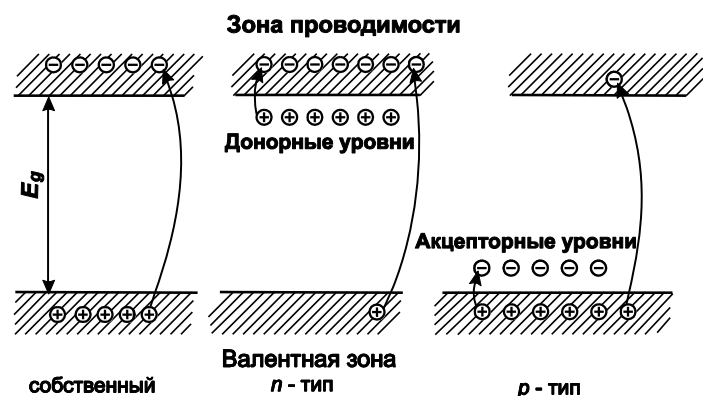


Рис. 6.2. Энергетические схемы собственного,  $n$ -типа и  $p$ -типа полупроводников ( $E_g$  – ширина запрещенной зоны)

уровни таким образом, чтобы количество электронов уходящих с донорного уровня, равнялось количеству электронов, приходящих на акцепторный уровень, т. е. количеству дырок в валентной зоне, то получится

**компенсированный полупроводник** со свойствами, близкими к

свойствам полупроводника собственной проводимости  **$i$ -типа**.

Для создания компенсированного полупроводника вводятся соответствующие легирующие примеси: для  $p$ -типа – донорные, для  $n$ -типа – акцепторные в количестве, необходимых для компенсации исходных примесей. На практике часто компенсируют исходный полупроводник  $Ge$  или  $Si$   $p$ -типа литием  $Li$ , который является донорной примесью. Энергетический уровень лития  $Li$  ниже зоны проводимости на 0,033 эВ в  $Si$  и на 0,043 эВ в  $Ge$ .

Ионы лития имеют малый радиус, поэтому в кристалле  $Ge$  или  $Si$  располагаются в междоузлиях. Это обуславливает их большую подвижность. Поэтому для сохранения собственной проводимости, созданной в кристалле  $Ge$  за счет компенсации  $Li$ , кристалл  $Ge$  необходимо хранить при температуре ниже 200° К. Полупроводник на основе  $Si$ , компенсированный литием, сохраняет свои свойства без охлаждения достаточно долгое время.

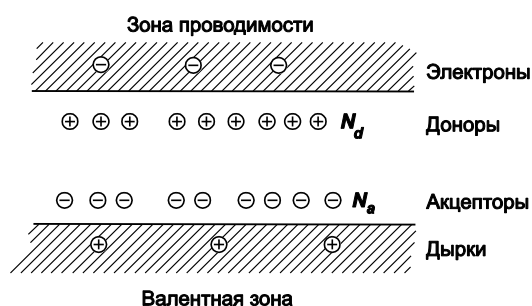


Рис. 6.3. Компенсированный полупроводник с полностью ионизованными атомами примеси:  $N_d$  и  $N_a$  – концентрации доноров и акцепторов

На рис. 6.3 изображена схема полупроводника, у которого концентрация донорных примесей равна концентрации акцепторных

примесей. У такого полностью **компенсированного полупроводника** сопротивление равно сопротивлению беспримесного.

Необходимо иметь в виду, что если полностью компенсированный полупроводник и не отличается по удельному сопротивлению от собственного, то другие его характеристики, такие, как вероятность рекомбинации, время жизни основных и не основных носителей, подвижность носителей, могут сильно отличаться от характеристик собственного полупроводника. Кроме того, в **примесных** полупроводниках возможен **захват носителей ловушками**, не имеющий места в идеальном беспримесном полупроводнике.

Дефекты в кристаллической решетке полупроводника могут привести к тому, что в запрещенной зоне создадутся дополнительные уровни энергии. В этом случае даже полупроводник с собственной проводимостью будет вести себя как примесный (донорный или акцепторный), в зависимости от того, где расположены уровни. **Дефекты, расположенные в середине запрещенной зоны, могут быть ловушками**, захватывая носители на продолжительное время.

*В заключение еще раз напомним, что энергия, необходимая для ионизации донорных и акцепторных уровней (энергия активации), как правило, существенно меньше ширины запрещенной зоны  $E_g$ . Следовательно, вероятность ионизации этих **примесных** уровней много больше вероятности теплового переброса электрона из валентной зоны в зону проводимости. Малая энергия активации приводит к тому, что в обычных условиях и даже при охлаждении до температур порядка  $100^\circ \text{K}$  примесные уровни остаются ионизованными.*

*Следует подчеркнуть различие между ионизацией примесного уровня и перебросом электрона из валентной зоны в зону проводимости. В первом случае, в валентной зоне при ионизации акцепторного уровня или в зоне проводимости при ионизации донорного уровня возникает только один носитель заряда, поскольку ни захваченные на акцепторные уровни электроны, ни донорные центры не могут перемещаться под действием электрического поля. Во втором случае образуются два свободных носителя — электрон и дырка.*

### **6.3. Образование носителей в полупроводнике под действием излучения**

В полупроводнике при прохождении ионизирующей частицы возникают быстрые электроны, которые в каскадном процессе ударной ионизации выбивают электроны из различных энергетических зон, в том числе и самых глубоких. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электронов не становится меньше некоторого порогового значения, равного примерно  $1,5 E_g$ . В этом каскадном процессе рождается еще много пар носителей (рис. 6.4).



Первая стадия процесса, когда в зонах, обычно не занятых, появляются электроны, а в зонах, обычно заполненных, – дырки, изображена на рис. 6.4, *а*. Эта стадия длится около  $10^{-12}$  с, т. е. сравнимо с временем замедления первичной заряженной частицы. Затем во второй стадии в результате различного типа взаимодействий электронов с решеткой кристалла электроны *падают* на дно зоны проводимости, а дырки *поднимаются* к верхнему краю валентной зоны, т. е. созданные заряженной частицей неравновесные носители достигают минимальной энергии (рис. 6.4, *б*).

Вторая стадия процесса заканчивается также за время порядка  $10^{-12}$  с, и после нее распределение скоростей носителей, созданных заряженной частицей, становится тепловым (равновесным). После этого неравновесные носители не отличаются по энергии от равновесных носителей. Таким образом, генерация и замедление носителей до тепловых скоростей заканчиваются вместе с замедлением первичной частицы.

Средняя энергия, необходимая для создания одной электронно-дырочной пары, приблизительно в три раза больше ширины запрещенной зоны  $E_g$ , которая является

минимальной энергией, необходимой для образования пары носителей.

Дело в том, что вторичные электроны обладают кинетической энергией, которая, после того, как она станет меньше пороговой, теряется на взаимодействие с решеткой в процессе установления теплового равновесия.

*Конечной стадией процесса взаимодействия заряженной частицы с полупроводником является рекомбинация созданных частицей неравновесных носителей.*

Электроны и дырки в идеальном полупроводнике имеют одинаковое время жизни, в примесных полупроводниках

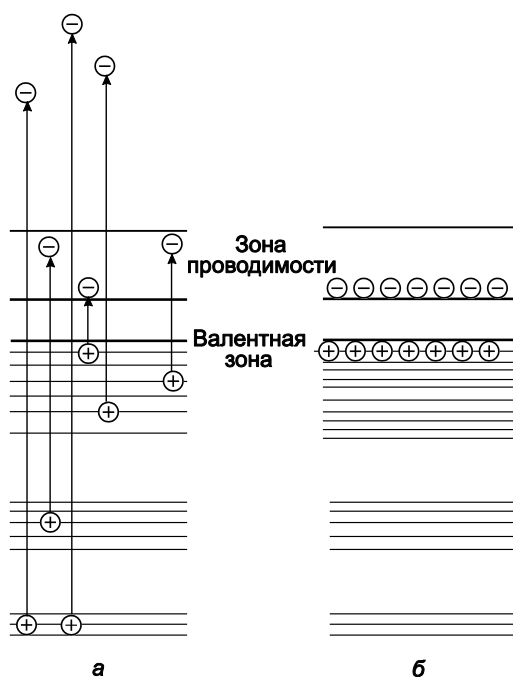


Рис. 6.4. Энергетическая диаграмма процесса образования электронно-дырочных пар заряженной частицей [2]

времена жизни положительных и отрицательных носителей могут различаться в том случае, когда происходит захват ловушками носителей какого-нибудь одного знака.

#### 6.4. Счетчики с *p-n*- переходом

Счетчики с *p-n* – переходом начали применяться давно. Свойства таких счетчиков в основном определяется *p-n*-переходом. Соединим две пластины

полупроводниковых материалов с различными типами проводимости и рассмотрим переход в кристалле между областями *n-типа* и *p-типа*. Причем *n-область* сильно легирована, а *p-область* – слабо (рис. 6.5). В первой области основными носителями заряда являются электроны, во второй – дырки. Поэтому около *p-n* – перехода каждая группа носителей стремится диффундировать в другую область. Любой из процессов диффузии вызывает протекание электрического тока из области *p-типа* в область *n-типа*. В области контакта будет происходить рекомбинация электронов и дырок: за счёт диффузии электроны будут

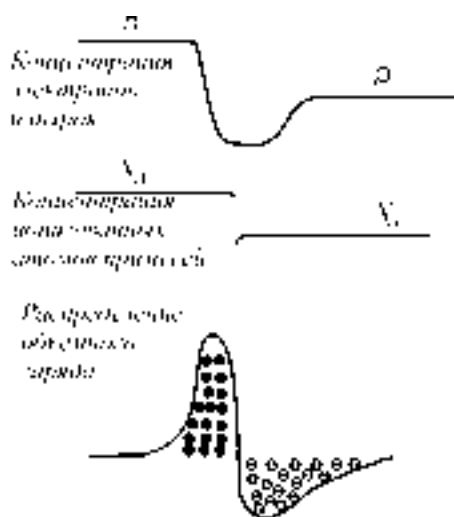


Рис. 6.5. Равновесный *p-n* – переход

проникать в область полупроводника с *p-проводимостью* и рекомбинировать с дырками. На границе полупроводника в области контакта возникнет градиент концентрации носителей тока. Ионизованные атомы акцепторов и доноров жестко закреплены в решетке и двигаться не могут. В области *n-типа* окажется нескомпенсированный положительный заряд – ионы атомов-доноров, а в области *p-типа* – отрицательный. Таким образом, на границе образуется двойной заряженный слой и появится электрическое поле.

В отсутствии источника питания это долго происходить не может. Ток прекращается из-за появления на переходе скачка потенциала, обусловленного существованием объёмного заряда в области контакта (положительно и отрицательно заряженные ионы). Возникающая разность потенциалов приводит к деформации валентной зоны и зоны проводимости, поскольку в полупроводниках *n-типа* уровень Ферми, представляющий собой электрохимический потенциал электронов, лежит выше, чем в полупроводниках *p-типа*. Так как уровень Ферми в месте контакта *p*- и *n*-слоёв должен быть одинаковым, происходит смещение зон (рис. 6.6).

Разность потенциалов на *p-n*-переходе является барьером для электронов и дырок. Вблизи *p-n*-перехода электронные токи, протекающие в обоих направлениях, уравниваются дырочными токами, протекающими в противоположных направлениях (ионизованные атомы акцепторов и доноров жестко закреплены в решётке и двигаться не могут).

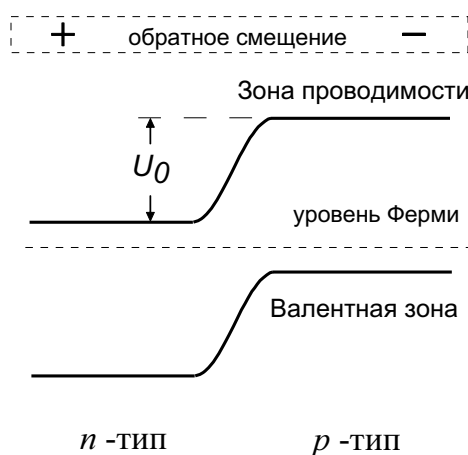


Рис. 6.6. Схема энергетических зон для *p-n*-перехода

Нескомпенсированный свободными основными носителями положительный заряд доноров 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. Скачок потенциала  $U_0$  на переходе может достигнуть нескольких десятых долей вольта, но не может быть больше ширины запрещенной зоны (рис. 6.6).

**Ток сквозь  $p$ - $n$  – переход протекает в прямом направлении** в том случае, когда приложенное внешнее поле будет направлено противоположно полю, возникшему на  $p$ - $n$  – переходе, т. е. когда **отрицательное напряжение смещения** будет подано на область  **$n$ -типа** (рис. 6.5). Тогда электроны будут двигаться в область  **$p$ -типа**, а дырки – в область  **$n$ -типа**. Если при этом приложенное напряжение превышает напряжение, возникшее на  $p$ - $n$  – переходе, то концентрация носителей в обеих областях будет не меньше равновесного значения.

Если кристалл с  $p$ - $n$ -переходом **используется в качестве счётчика, то прямое смещение не представляет никакого интереса.**

**Счетчик приобретает необходимые свойства** только в том случае, когда напряжение смещения приложено **в обратном направлении**, т. е. если на область  **$n$ -типа** подано **положительное напряжение смещения**. В таком случае приложенное напряжение помогает напряжению, возникшему на  $p$ - $n$  – переходе, удалять свободные носители из области вблизи перехода и из областей, лежащих по обе стороны от него. Именно здесь, в так называемом **обедненном слое**, существуют условия для счёта частиц, поскольку под действием напряжения обратного смещения концентрация свободных носителей снижается до величины, меньшей равновесной концентрации, что приводит к уменьшению токовых шумов, возникающих в обедненном слое. В кристалле устанавливается постоянное распределение поля, соответствующее уравнению непрерывности тока

$$j = e \cdot E \cdot (n^- u^- + n^+ u^+), \quad (6.8)$$

где  $n^-$  и  $n^+$  – локальные концентрации электронов и дырок;  $u^-$  и  $u^+$  – их подвижности;  $E$  – напряженность электрического поля.

Падение приложенного напряжения происходит в основном на обеднённом слое, что и способствует применению его для счёта частиц.

Заметим, что даже в отсутствии внешнего поля, если через область поля, где напряженность отлична от нуля, а эта **область обеднена свободными носителями**, пролетит ионизирующая частица и **создаст дополнительные 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 и, во-вторых, к малому значению сигнала по сравнению с шумом.

Обратное смещение помогает напряжению, возникшему на  $p$ - $n$  – переходе, удалять свободные носители из области вблизи перехода в направлении от перехода. В результате чувствительный объем детектора, т. е.

объем **обедненного носителями слоя**, в котором существует электрическое поле, увеличивается. В итоге все свободные носители будут **выметены** электрическим полем из обедненной области толщиной  $d$ , и заряды в ней существуют практически полностью в виде закрепленных ионизованных 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. 6.7 показаны распределения потенциала и напряженности электрического поля в переходе.

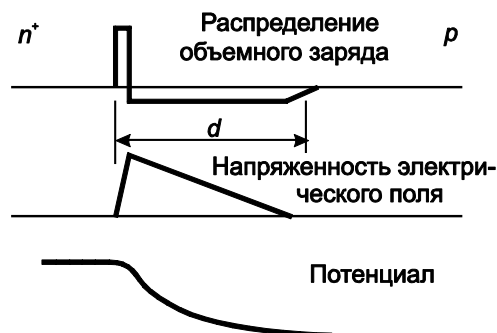


Рис. 6.7. Упрощенное изображение распределение полей и зарядов в  $p$ - $n$ -переходе

Если теперь через  $p$ - $n$  – переход пролетит ионизирующая частица и образует  $N$  пар носителей заряда, то на выходе счетчика ток возрастет на величину, пропорциональную данному числу пар  $N$ . Это возрастание тока – токовый импульс – дает информацию о поглощенной в счетчике энергии регистрируемой частицы.

## 6.5. Ширина обедненной зоны $P$ - $N$ -перехода

Ширина  $p$ - $n$ -перехода определяет собой рабочий объем детектора, а также его ёмкость и тепловые шумы. В рамках упрощенной одномерной модели можно рассчитать толщину запирающего слоя. Глубину, на которую обедненный слой входит в каждую область кристалла, можно найти, решив уравнение непрерывности тока (6.8) совместно с уравнением Пуассона для потенциала  $U(x)$ . Для области  $p$ -типа уравнение Пуассона имеет вид

$$\frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (N_a + n^- + n^+), \quad (6.9)$$

где  $n^-$  и  $n^+$  – локальные концентрации электронов и дырок;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $N_a$  – концентрация акцепторной примеси. Решение этой задачи довольно сложно, поэтому приведем некоторые выводы.

Расстояния, на которые обедненный слой входит в обе области ( $p$  и  $n$ ), обратно пропорциональны отношению концентраций ионизованных примесей в этих областях или пропорциональны отношению удельных сопротивлений, которые измеряются в  $p$  и  $n$ -областях на некотором удалении от  $p$ - $n$ -перехода. Обычно концентрации ионизованных примесей по обе стороны  $p$ - $n$ -перехода сильно различаются, что обусловлено способом изготовления детекторов. В таком случае обедненный слой почти полностью

лежит в полупроводнике с высоким удельным сопротивлением. Например, 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, где  $N_d$  – концентрация донорной примеси. Ширина обедненного слоя для **материала с дырочной проводимостью** приближенно равна [20]

$$d = \sqrt{\rho \cdot (U + U_0) \cdot \frac{\varepsilon \cdot u^+}{2\pi}}, \quad (6.10)$$

где удельное сопротивление полупроводника при условии, что все акцепторы ионизованы, равно [1]

$$\rho = \frac{1}{N_a e \cdot u^+}. \quad (6.11)$$

Здесь  $N_a$  – плотность электрически активных центров в слаболегированной области (концентрация акцепторной примеси). 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, или так называемый диффузионный потенциал ( $U_0 \approx 0,7$  В для кремния и  $U_0 \approx 0,3$  В для германия).

Аналогично для полупроводника  $n$ -типа

$$d = \sqrt{\rho \cdot U \cdot \frac{\varepsilon \cdot u^-}{2\pi}}. \quad (6.12)$$

Отсюда для кремния  $p$ -типа [1]

$$d \approx 3,2 \cdot 10^{-5} (\rho \cdot U)^{1/2} \text{ см} \quad (6.13)$$

и для кремния  $n$ -типа [1]

$$d \approx 5,3 \cdot 10^{-5} (\rho \cdot U)^{1/2} \text{ см}, \quad (6.14)$$

где  $\rho$  выражено в Ом·см, напряжение  $U$  в вольтах.

Пример: для  $U = 500$  В и  $\rho = 10^4$  Ом·см, ширина обедненной зоны  $d = 0,07$  см (кремний  $p$ -типа).

Обедненный слой, или другими словами, запирающий слой можно также получить с помощью контакта металл – проводник. Обычно получают счетчики напылением золотого слоя на монокристалл кремния, легированного примесями  $n$ -типа. Можно изготовить такие счетчики с площадью до  $10 \text{ см}^2$  при толщине запирающего слоя 50 мкм или с площадью  $1 \text{ см}^2$  и толщиной 2 мм [12].

Для германия подсчитанная в таких же приближениях ширина обедненной зоны много меньше (приблизительно на два порядка). Малое удельное сопротивление германия при комнатной температуре и соответственно малое  $d$  и объясняет тот факт, что на практике без охлаждения используются только детекторы с  $p$ - $n$ -переходом, изготовленные из кремния.

Чтобы получить чувствительную область шириной 0,1 см и площадью 1 см<sup>2</sup> с однородным счетчиком при хорошем отношении сигнала к шуму, необходим был бы полупроводник с удельным сопротивлением, равным примерно 10<sup>9</sup> Ом·см.

Максимальную напряженность электрического поля в *p-n*-переходе можно оценить следующей формулой [2]:

$$E_{\max} = 2U/d. \quad (6.15)$$

Заметим, что если  $E_{\max}$  достигает примерно  $(2 \div 5) \cdot 10^4$  В/см, то возможно возникновение вторичной ионизации и пробой детектора.

## 6.6. Счетчики с *P-I-N*-переходом

Из выражений (6.10), (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 ток инжекции из контактов слишком велик, 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, а более точно, если основной материал детектора с дырочной проводимостью, это детекторы с *n<sup>+</sup>-p-p<sup>+</sup>*-переходом (здесь знак «<sup>+</sup>» означает сильное легирование). Такой переход схематически изображен на рис. 6.8. Видно, что основное изменение потенциала происходит в *p*-области и электрическое поле возникает почти по всей глубине образца.

Для получения большого значения  $d$  сопротивление слаболегированной *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.

Особенно толстый обедненный слой можно обеспечить созданием между *n*- и *p*-зонами слоя, в котором примеси полностью скомпенсированы, за счет введения ионов с противоположным сродством к электрону. Берется исходный материал, например, кремний (легированный бором), с удельным сопротивлением от 100 до 1000 Ом·см. Затем ионы лития (доноры) вводятся методом диффузии в поверхность

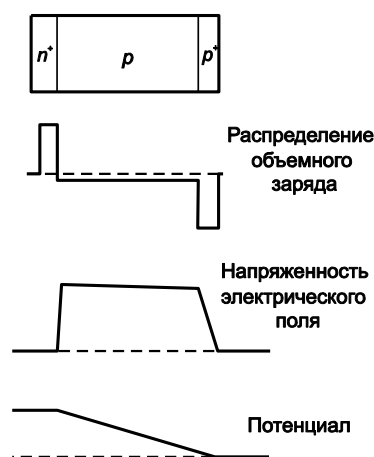


Рис. 6.8. *p-i-n*-переход с обратным смещением

кристалла. В результате на этой поверхности формируется слой *n*-типа, а в промежуточной области можно осуществить управляемый процесс диффузии, при котором количество ионов лития точно равно количеству ионов бора. Вследствие этого, удельное сопротивление обедненной зоны возрастает до  $3 \cdot 10^5$  Ом·см. Это значение соответствует собственному удельному сопротивлению чистого кремния, поэтому этот слой называется *i*-слоем (собственная проводимость). При подаче обратного смещения вся обедненная зона становится запирающим слоем. Таким способом можно получить запирающий слой толщиной до 5 мм. В чувствительной области такого счетчика могут поглощаться  $\alpha$ -частицы с энергией до 200 МэВ и электроны с энергией до 2 МэВ. В этой области энергий собранный заряд пропорционален энергии налетающей частицы и энергетическое разрешение полупроводниковых счетчиков лучше, чем у других детекторов.

### 6.7. Энергетическое разрешение

В спектрометрии ядерного излучения с полупроводниковыми детекторами мерой энергии, оставленной заряженной частицей в чувствительном объеме, является амплитуда сигнала во внешней цепи детектора. При облучении детектора пучком моноэнергетических заряженных частиц, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме детектора, амплитуды сигналов во внешней цепи будут иметь некоторый разброс вокруг среднего значения, обусловленный свойствами самого детектора. Величина разброса и определяет энергетическое разрешение детектора.

Распределение электрических сигналов, поступающих с полупроводникового детектора, с помощью многоканального анализатора записывается в виде амплитудного распределения импульсов, называемого аппаратным спектром. Обычно форма максимума (пика) амплитудного распределения, соответствующая регистрации моноэнергетического ионизирующего излучения, может быть описана распределением Гаусса.

Ширина пика, измеренная на его полувысоте (полуширина) и соответствующая полному поглощению в детекторе регистрируемого моноэнергетического излучения, получила название энергетического разрешения  $\Delta E$  (размерность эВ, кэВ), которая в случае распределения Гаусса равна  $2,355 \sigma$ . Полупроводниковые детекторы характеризуются весьма малыми значениями  $\sigma$ . Дисперсия амплитудного распределения ( $\sigma^2$ ) складывается из ряда членов, обусловленных как самой природой процессов в детекторе, так и внешними причинами, например, шумами усилителя.

Теоретически энергетическое разрешение детектора может достичь предельного значения

$$\Delta E_{\text{дет}} = 2,355 \sqrt{F \cdot \omega \cdot E}, \quad (6.16)$$

где  $\omega$  – энергия образования пары носителей (для кремния  $\omega = 3,65$  эВ);  $E$  – энергия регистрируемой частицы;  $F$  – фактор Фано, отражающий меру дискретности передачи энергии ионизирующего излучения электронно-

дырочным парам ( $F \approx 0,1 \div 0,05$  для германия и кремния). Практически энергетическое разрешение получается в 1,5–2 раза хуже из-за всевозможных шумов.

Для примера на рис. 6.9 приведены результаты измерения энергетического разрешения среднего по качеству германиевого детектора с *p-i-n*-переходом. Детектор облучался  $\gamma$ -квантами от различных радиоактивных источников. Энергетическое разрешение определялось по пику полного поглощения.

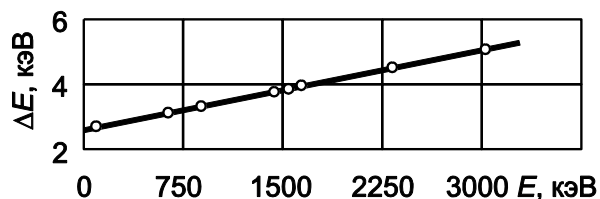


Рис. 6.9. Энергетическое разрешение германиевого детектора с *p-i-n*-переходом [2]

### 6.8. Форма линии

Форму линии полупроводникового детектора при облучении его заряженными частицами, пробег которых полностью укладывается в чувствительном объеме, как отмечено выше, с хорошей точностью можно описать распределением Гаусса. Появится лишь дополнительный источник флуктуаций, характеризуемый тем, что, прежде чем попасть в чувствительный объем детектора, заряженная частица должна пройти через нечувствительный поверхностный слой.

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.

Для примера на рис. 6.10 показан спектр электронов внутренней конверсии  $^{137}\text{Cs}$ , полученный с помощью кремниевого счетчика с *p-n*-переходом. Наблюдается почти полное разделение пиков, обусловленное *K*- и *L*-электронами.

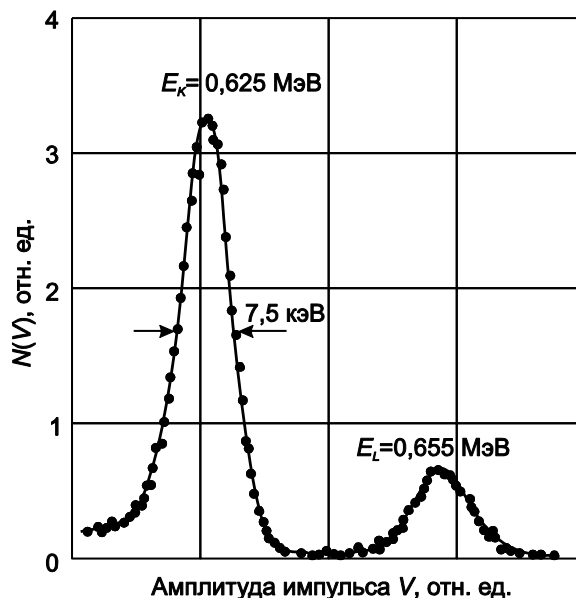


Рис. 6.10. Спектр электронов внутренней конверсии источника  $^{137}\text{Cs}$ , полученный с помощью кремниевого счетчика с *p-n*-переходом [2]

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 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:  $\gamma$ -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 частицы 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  $Ge$ .

Рассмотрим форму линии полупроводникового детектора на примере германиевого детектора с  $p-i-n$ -переходом, предназначенного для регистрации  $\gamma$ -квантов. Такие детекторы, несмотря на их дороговизну и сложность работы с ними, получили достаточно широкое распространение. Использование германиевых, а не кремниевых счетчиков в спектроскопии  $\gamma$ -излучения обусловлено тем, что сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомом, приводящее к исчезновению  $\gamma$ -кванта и, следовательно, к однозначной связи энергии появившегося электрона и энергии  $\gamma$ -кванта для германия ( $Z$  ядра 32), существенно больше, чем для кремния ( $Z$  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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -кванта и, соответственно, появлению одного пика (фотопика) в амплитудном распределении импульсов. Второй создает три пика в этом распределении: первый – соответствующий поглощению в кристалле обоих аннигиляционных квантов; второй – возникающий при поглощении одного аннигиляционного кванта (и вылету другого); 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 возникновению непрерывного амплитудного распределения, форма которого почти повторяет (за исключением резкой правой границы) энергетическое распределение электронов в комптоновском процессе.

Наиболее удобен для расшифровки спектра  $\gamma$ -квантов, т. е. восстановления энергетического распределения  $\gamma$ -квантов, облучающих детектор, по амплитудному распределению импульсов от детектора, первый процесс. Более сложно использовать второй процесс и, наконец, наиболее трудно восстановить энергетическое распределение  $\gamma$ -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  $\gamma$ -излучения. Поэтому только *германиевые детекторы и используют в  $\gamma$ -спектрометрии*, в кремниевых же практически не наблюдается пиков полного поглощения для  $\gamma$ -квантов с энергией, большей  $0,5 \div 1$  МэВ.

Вычислить относительный вклад каждого из трех типов взаимодействия сравнительно легко для детекторов с небольшим объемом, когда в детекторе происходит практически только одно взаимодействие  $\gamma$ -кванта, но при этом его размеры еще достаточны, чтобы пренебречь утечкой электронов из чувствительного объема. Для детекторов, объем которых порядка  $10 \text{ см}^3$  или более, велика вероятность нескольких взаимодействий одного  $\gamma$ -кванта. В каждом последующем взаимодействии из-за уменьшения энергии  $\gamma$ -кванта при рассеянии возрастает вероятность фотопоглощения (увеличивается сечение фотоэффекта).

Расчет парциальных вероятностей двух и трех взаимодействий очень сложен и на практике форму линии полупроводникового детектора получают экспериментально, облучая детектор  $\gamma$ -квантами с одной энергией (чаще  $\gamma$ -квантами из радиоактивных препаратов) и измеряя амплитудное распределение импульсов.

Амплитудное распределение импульсов, полученное с помощью германиевого детектора объемом  $8 \text{ см}^3$  при облучении его  $\gamma$ -квантами источника  $^{60}\text{Co}$ , приведено на рис. 6.11. Отчетливо видны два пика полного

поглощения, которые соответствуют двум  $\gamma$ -линиям с одинаковой интенсивностью, испускаемым в каскаде, и относящиеся к каждой линии непрерывное распределение комптоновских электронов. Ширина линий на рис. 6.11 обусловлена не только энергетическим разрешением детектора, но и шумами и нестабильностью электронной аппаратуры. Для иллюстрации энергетического разрешения собственно детектора на этом же рисунке показана ширина линии от генератора точной амплитуды, сигнал которого подан на вход электронной системы усиления и регистрации импульсов детектора.

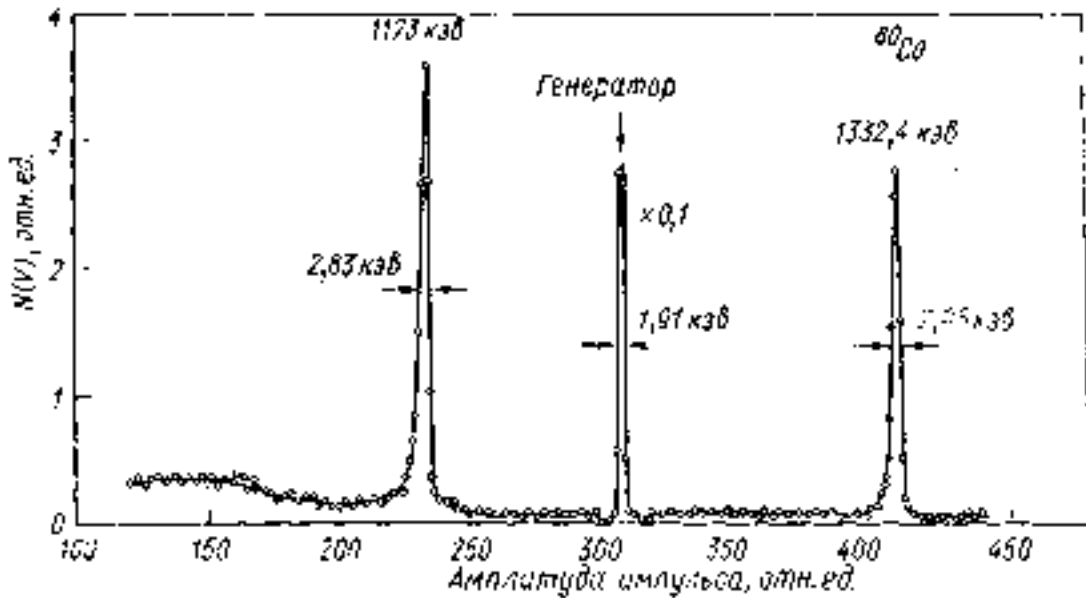


Рис. 6.11. Амплитудное распределение импульсов, полученное с германиевым детектором с  $p$ - $i$ - $n$ -переходом объемом  $8 \text{ см}^3$ , облучаемым  $\gamma$ -квантами источника  $^{60}\text{Co}$  [2]

Разброс амплитуд импульсов генератора меньше ширины канала амплитудного анализатора системы регистрации импульсов детектора, поэтому ширина линии от генератора  $1,91 \text{ кэВ}$  характеризует разрешение системы регистрации, и разрешение собственно детектора можно найти из следующего соотношения:

$$\Delta^2 = \Delta_{\text{ген}}^2 + \Delta_{\text{дет}}^2, \quad (6.17)$$

где  $\Delta_{\text{ген}}$ ,  $\Delta_{\text{дет}}$  – ширина на полувысоте измеренного распределения генератора и собственно детектора. Для нашего случая  $\Delta$  равно  $2,1$  и  $2,25 \text{ кэВ}$  для линий  $1173$  и  $1332 \text{ кэВ}$  соответственно. Отношение площадей под пиками служит мерой изменения эффективности детектора при изменении энергии  $\gamma$ -кванта.

Обычно цель измерения спектра  $\gamma$ -квантов в ядерной физике – установление положения и абсолютных интенсивностей отдельных линий в нем. Как видно из рис. 6.11, в пике полного поглощения содержится лишь малая доля импульсов, зарегистрированных детектором, но зато все они

сосредоточены в узком интервале амплитуд. Малая ширина пиков полного поглощения позволяет во многих случаях определить положение и интенсивность линии в спектре  $\gamma$ -излучения, не прибегая к сложным методам преобразования амплитудных распределений импульсов.

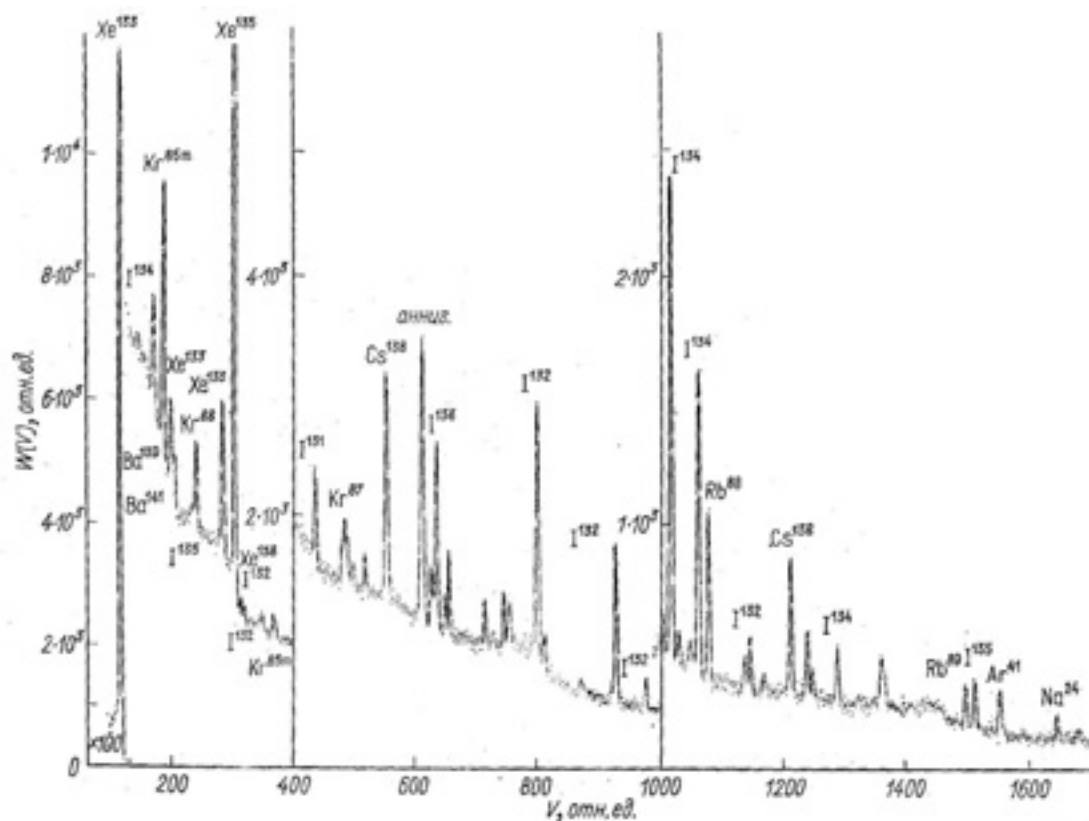


Рис. 6.12. Амплитудное распределение импульсов, полученное при измерении  $\gamma$ -активности пробы воды из первого контура атомной электростанции с водяным теплоносителем [2]

Хорошей иллюстрацией возможности такого анализа служит приведенное на рис. 6.12 амплитудное распределение импульсов, которое получено с помощью германиевого детектора с *p-i-n*-переходом при измерении спектра  $\gamma$ -квантов активной пробы воды, взятой из первого контура атомной электростанции с водяным теплоносителем. Для того чтобы не загромождать рисунок, лишь над некоторыми пиками указан радиоактивный изотоп-источник, хотя отождествить можно практически все пики в амплитудном распределении. Для большей наглядности амплитудное распределение разделено на три участка с разными масштабами по оси ординат.

## 7. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ

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 электрической пробой между электродами происходит вдоль направления движения заряженной частицы, что позволяет определить направление движения частицы.

Трековые приборы не только регистрируют акт прохождения заряженной частицы, но и позволяют определять некоторые ее характеристики по плотности ионизации, по величине пробега, по числу  $\delta$ -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.

### 7.1. Камера Вильсона

За создание камеры и её практическое использование Чарльз Вильсон (1869–1959 гг.) в 1927 г. был удостоен Нобелевской премии. Камера использовалась вплоть до 1953 г., т. е. до момента открытия пузырьковой камеры.

Камера Вильсона позволяет наблюдать треки заряженных частиц в газе. В результате конденсации пересыщенного пара на каждом ионе вырастает капля видимых размеров. Время между моментом прохождения частицы через камеру и началом конденсации можно изменять в широких пределах, поэтому камера Вильсона позволяет изучать треки на различных стадиях их формирования.

Усиление трека в камере происходит за счет энергии фазового перехода пересыщенный пар – жидкость.

#### 7.1.1. Принцип действия

Камера Вильсона (рис. 7.1) представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара. В заданный момент времени, который может быть синхронизирован с моментом прохождения через камеру заряженных частиц, давление в объеме камеры с помощью специального

механизма (например, вакуумного насоса) резко понижается от величины  $p_1$  до величины  $p_2$ . Это приводит к охлаждению смеси газа и пара, в результате чего пар становится **пересыщенным**. Если в парогазовой смеси давление паров выше давления насыщенных паров при данной температуре, то такое состояние пара называется пересыщенным. Если начальное давление в камере  $p_1$  равно давлению насыщенного пара  $p_2$ , то **пересыщение** после расширения [1]

$$S = \frac{p(T_2)}{p_n(T_2)}, \quad (7.1)$$

где  $p(T_2)$  – давление пара при температуре  $T_2$ ,  $p_n(T_2)$  – давление насыщенного пара над плоской поверхностью раздела фаз (см. ниже рис. 7.2.) при той же температуре. Пересыщение  $S$  также можно определить как отношение плотности пересыщенного пара (в данный момент) к плотности насыщенных паров при той же температуре.

Пересыщенное состояние пара получается или при быстром увеличении объема, или при быстром изменении температуры. Пересыщенное состояние парогазовой смеси не является стабильным. При наличии **центров конденсации** происходит переход части пара в жидкую фазу. Конденсация пара продолжается до тех пор, пока давление пара не достигнет давления насыщенных паров.

Вильсон обнаружил, что при определенном пересыщении  $S_1$  в объеме камеры наблюдаются треки заряженных частиц, состоящие из отдельных капелек жидкости. Эти следы хорошо видны при освещении в результате рассеяния света на каплях. При увеличении пересыщения до величины  $S_2$  образуется плотный туман, и наблюдение треков становится невозможным. Описанная картина соответствует поведению камеры Вильсона в условиях, когда ее объем очищен от мелких взвешенных в газе твердых или жидких частиц (размерами  $\sim 10^{-4} \div 10^{-6}$  см), которые являются **центрами конденсации**. В обычном неочищенном газе такие центры всегда существуют (например, в воздухе рабочих помещений содержится до  $10^6$  частиц в  $1 \text{ см}^3$ ). Поэтому при заполнении камеры Вильсона неочищенным газом при расширении в ее объеме возникает туман даже при пересыщениях, меньших  $S_1$  ( $\sim 1,00 \div 1,12$ ). Выросшие капли могут быть удалены из объема камеры с помощью дополнительных, **медленных** расширений. В результате капли под действием силы тяжести осаждаются на дно. При многократном повторении этой процедуры объем камеры полностью очищается от центров конденсации. В очищенной камере при пересыщении  $S_1$  происходит конденсация капель на ионах, а при пересыщении  $S_2$  – на незаряженных центрах (флуктуациях плотности газа и пара). Соответственно пересыщение  $S_1$  называют границей конденсации на ионах, а  $S_2$  – границей образования тумана.

В 1899 г. Вильсон обратил внимание на то, что в парогазовой смеси, очищенной от пыли, конденсация происходит при пересыщениях  $S > 4$ , если рядом с объемом поместить источник ионизирующего излучения. Несколько позднее Дж. Томсон показал, что центры конденсации в данном случае – ионы. И, наконец, при  $S > 8$  во всем объеме камеры образуется туман, плотность, которого тем больше, чем больше пересыщение. 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.

### **7.1.2. Устройство камеры Вильсона и некоторые её характеристики**

Схема устройства камеры Вильсона приведена на рис. 7.1. Верхнюю крышку камеры и боковые стенки обычно делают стеклянными; через верхнюю крышку производится фотографирование треков, а через боковые стенки – освещение. Дно камеры – это подвижная 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.

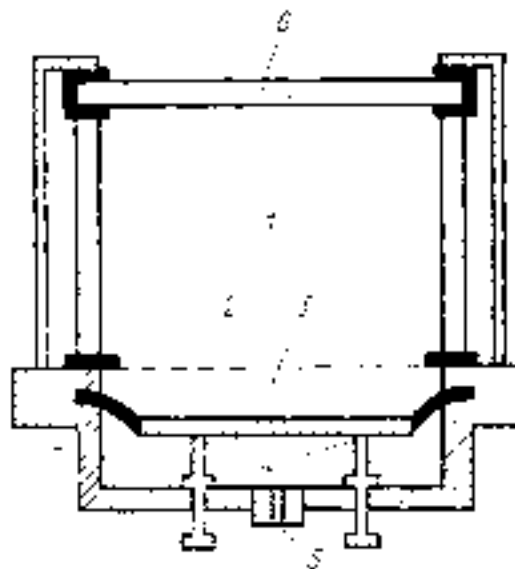


Рис. 7.1. Камера Вильсона: 1 – рабочий объем; 2 – сетка; 3 – подвижная диафрагма; 4 – ограничители хода диафрагмы; 5 – отверстие для изменения давления под диафрагмой; 6 – стеклянные стенки камеры [2]

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. После фотографирования треков производят уменьшение объема камеры. Парогазовая 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 достижения 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 1 с. 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 с для отвода тепла, выделившегося при сжатии, после чего камера вновь готова к следующему расширению.

Чтобы рассчитать *время чувствительности*  $t_s$  камеры, необходимо решить задачу о передаче тепла от стенок камеры к газу. При этом температуру стенок можно считать постоянной, поскольку их теплоемкость и теплопроводность существенно больше, чем газа, наполняющего камеру. Очевидно, что скорость нагрева тем больше, чем больше поверхность камеры и чем меньше ее объем. Увеличение давления приводит к большему времени чувствительности, так как возрастает масса нагреваемого газа. Время чувствительности  $t_s$  больше, если при расширении создаются большие пересыщения.

Для камер диаметром и высотой около 30 см  $t_s = 0,5$  с, а для камер высотой и диаметром 16 см  $t_s = 0,05$  с. Время чувствительности можно увеличить, если после расширения компенсировать нагрев парогазовой смеси медленным увеличением объема. Большое время чувствительности камер позволяет 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 газоразрядных 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 Вт. Освещение должно быть импульсным, поскольку длительное освещение 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,  $\tau$ , а коэффициент диффузии  $D$ , то ширина следа  $x \approx 5\sqrt{D \cdot \tau}$ . Если  $D \approx 0,03$  (воздух при нормальном давлении), то для  $x \approx 1$  мм  $\tau \approx 0,01$  с.

Время  $\tau$  определяется временем движения поршня камеры. Поэтому  $\tau$  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 будет получено необходимое пересыщение, диффузией заряженных капель можно пренебречь. Однако задержка момента фотографирования относительно момента расширения нежелательна, поскольку капли, достигшие размеров порядка  $10^{-3}$  см, в гравитационном поле Земли приобретают скорость падения до 1 см/с. Практически установлено, что сфотографировать трек без заметных искажений через 0,3 с после расширения не удается.

Снимки треков могут быть искажены также оптической системой фотокамер, из-за 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 с энергиями порядка нескольких сот эВ, появляющиеся в результате ионизации. Для измерения плотности ионизации необходимо выбирать резкие не расплывшиеся треки, которые можно получить при правильном выборе момента расширения.

Кривизну трека в магнитном поле с помощью камеры Вильсона при длине трека  $10 \div 20$  см можно определить с погрешностью  $0,01 \div 0,02$  см.

### 7.1.3. Граничные пересыщения

Если в очищенной камере создать пересыщение  $S$ , удовлетворяющее условию  $S_1 < S < S_2$ , то в объеме камеры будут наблюдаться треки заряженных частиц. Чтобы понять, почему в этих условиях происходит конденсация на ионах, определим, как зависят пересыщения  $S_1$  и  $S_2$  от радиуса капли и как они связаны с параметрами газа и пара.

Вначале найдем, чему равно пересыщение, при котором капля радиусом  $r$  находится в термодинамическом равновесии с окружающим его паром.

**Незаряженные капли.** Покажем, что если при плоской поверхности раздела фаз  $S = 1$  по определению, то при выпуклой поверхности раздела  $S > 1$ , т. е. капля будет находиться в термодинамическом равновесии с паром, только если пересыщение больше единицы.

Известно, что благодаря поверхностному натяжению давление  $p_1$  внутри капли больше, чем давление  $p_n$  окружающего ее пара, а именно [1]:

$$p_1 = p_n + \frac{2 \cdot \alpha}{r}, \quad (7.2)$$

где  $r$  – радиус капли;  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения. Это приводит к тому, что равновесное давление пара над выпуклой поверхностью оказывается больше равновесного давления пара над плоской поверхностью. Рассмотрим систему, состоящую из сосуда заполненного жидкостью, в которую помещен капилляр (рис. 7.2, а) [1]. Если стенки капилляра не смачиваются жидкостью, то мениск будет выпуклым (в первом приближении – полусфера). Под действием поверхностного давления жидкость в капилляре опустится ниже уровня плоской поверхности на величину

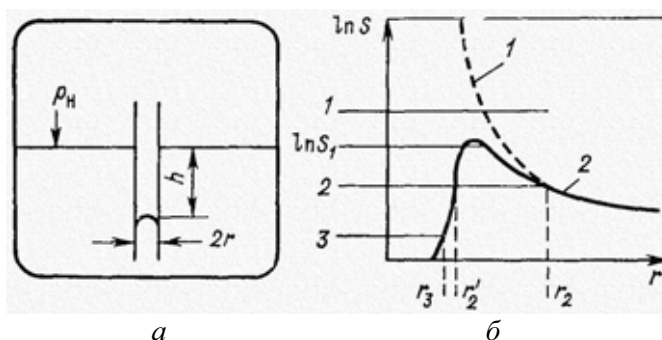


Рис. 7.2. а – увеличение равновесного давления над выпуклой поверхностью радиусом  $r$ ; б – зависимость равновесных пересыщений от радиуса заряженной и незаряженной (пунктир) капли:

$$1 - \frac{\mu}{\rho \cdot RT} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{r}; \quad 2 - \frac{\mu}{\rho \cdot RT} \cdot \left[ \frac{2 \cdot \alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi \cdot r^4} \right]$$

$$h = \frac{2 \cdot \alpha}{r \cdot g \cdot \rho}, \quad (7.3)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости;  $g$  – ускорение силы тяжести.

Система, показанная на рис. 7.2, а, находится в термодинамическом равновесии, что позволяет найти зависимость между давлением пара над выпуклой поверхностью радиуса  $r$  и давлением пара над плоской поверхностью.

Поскольку давление пара, заполняющего сосуд, находящийся в поле тяжести, изменяется с высотой, давление над плоской поверхностью  $p_n$  будет меньше, чем давление  $p$  над выпуклой поверхностью жидкости, находящейся в капилляре. Согласно барометрической формуле

$$p = p_n \exp\left[-\frac{\mu \cdot gh}{RT}\right], \quad (7.4)$$

где  $\mu$  – молекулярная масса пара;  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – температура пара.

При выпуклом мениске  $h$  отрицательно и всегда  $p > p_n$ . Подставляя значение  $h$  в формулу (7.4), получаем

$$p = p_n \cdot \exp\left[\frac{2 \cdot \mu \cdot \alpha}{r \cdot \rho \cdot RT}\right]. \quad (7.5)$$

Таким образом, равновесие пересыщения вблизи сферической поверхности [1]

$$S = \frac{p}{p_n} = \exp\left[\frac{2 \cdot \mu \cdot \alpha}{r \cdot \rho \cdot RT}\right] \quad (7.6)$$

или

$$\ln S = \frac{2 \cdot \mu \cdot \alpha}{r \cdot \rho \cdot RT}. \quad (7.7)$$

Чем больше пересыщение, тем меньше равновесный радиус капли. Вероятность образования зародыша новой фазы увеличивается с уменьшением его размеров. При достаточно большом пересыщении конденсация пара происходит на флуктуациях плотности. Это пересыщение и есть граница образования тумана. Зависимость равновесного пересыщения от радиуса незаряженной капли показана на рис. 7.2, б пунктиром.

**Заряженные капли.** Поведение заряженной капли в пересыщенном паре существенно отличается от поведения незаряженной капли того же радиуса. Это обусловлено тем, что к силам поверхностного натяжения добавляется сила электростатического отталкивания.

Давление внутри заряженной капли [1]

$$p_1 = p_n + \frac{2 \cdot \alpha}{r} - \frac{e^2}{8 \cdot \pi \cdot r^4}. \quad (7.8)$$

Два члена в правой части (7.8) характеризуют давление, обусловленное поверхностным натяжением  $2 \cdot \alpha / r$  и электрическим полем  $e^2 / (8 \cdot \pi \cdot r^4)$ . Их знаки противоположны, потому что с уменьшением радиуса капли потенциальная энергия поверхностного натяжения убывает, а электростатическая потенциальная энергия растет. Поэтому над заряженной каплей давление всегда меньше, чем над незаряженной.

Равновесное пересыщение для заряженных капель может быть определено, если в (7.2) вместо  $p_1 - p_n = 2 \cdot \alpha / r$  подставить значение  $p_1 - p_n$  для заряженной капли из формулы (7.8). Тогда равновесное пересыщение для капли, несущей один электрический заряд, запишем

$$\ln S_1 = \ln \left( \frac{p}{p_n} \right) = \frac{\mu}{RT \cdot \rho} \cdot \left[ \frac{2 \cdot \alpha}{r} - \frac{e^2}{8 \cdot \pi \cdot r^4} \right]. \quad (7.9)$$

Зависимость равновесного пересыщения от радиуса заряженной капли показана на рис. 7.2, б сплошной линией (от радиуса незаряженной капли – пунктирной линией).

Для анализа поведения заряженных и незаряженных капель в пересыщенном паре необходимо исследовать, устойчиво или неустойчиво равновесие двух фаз. Для этого необходимо исследовать изменение термодинамического потенциала двухфазной системы в зависимости от радиуса капли.

Исследование поведения термодинамического потенциала в зависимости от радиуса заряженной капли показывает, что при малых радиусах  $r$  заряженная капля может находиться в устойчивом (рис. 7.2, б, точка  $r'_2$ ) термодинамическом равновесии с окружающим ее паром. Эта область соответствует левой ветви кривой пересыщения, и в ней при любом пересыщении заряженная капля радиусом больше равновесного  $r$  будет испаряться, а капля радиусом меньше равновесного  $r$  – расти.

При радиусах капли больше  $10^{-7}$  см для образования заряженных и незаряженных капель требуется одно и то же пересыщение. Но при меньших радиусах для роста незаряженных капель необходимо пересыщение больше единицы, заряженные капли растут в насыщенном и даже

Таблица 7.1  
Пересыщение, при котором начинается конденсация капель на ионах [1]

Пар	$\mu$	$\rho_{ж},$ г/см <sup>2</sup>	$(p/p_n)_{\text{экс.}}$	Знак иона
$H_2O$	18	1,0	4,14	-
$C_2H_5OH$	46	0,81	1,94	+
$CH_3OH$	32	0,81	2,95	+

ненасыщенном паре.

В атмосферном воздухе всегда имеется некоторое количество водяного пара, поэтому при ионизации воздуха всегда возникают маленькие капли, которые, как уже упоминалось, находятся в термодинамическом равновесии с паром.

В табл. 7.1 приведены экспериментальные данные для конденсации на положительных и отрицательных ионах. Для всех применяемых жидкостей разница между  $S_1$  и  $S_2$  обычно невелика. Пересыщение не зависит от природы газа и уменьшается с увеличением температуры фазового перехода.

**Зависимость пересыщений от температуры.** Пересыщения, соответствующие границе образования капель на ионах  $S_1$  и границе образования тумана  $S_2$ , могут быть представлены в виде

$$\ln S_1 \sim \alpha \cdot T^{-1};$$

$$\ln S_2 \approx \alpha^{3/2} \cdot T^{-3/2}.$$

Как видно, область пересыщения, при которой камера может работать, зависит от свойств жидкости и температуры смеси газа и пара.

#### **7.1.4. Термодинамика образования новой фазы**

Поведение пересыщенного пара и перегретой жидкости подчиняется одним и тем же закономерностям. Для определенности рассмотрим процесс образования жидкой фазы (первая фаза) в паре (вторая фаза). Те же соотношения будут справедливы и для обратного процесса образования пузырьков в жидкости. В обоих случаях величины, относящиеся к вновь образовавшейся фазе, будут обозначаться индексом 1.

Допустим, что в замкнутом сосуде, заполненном парами жидкости при давлении  $p$  и температуре  $T$ , образовалась капля жидкости. Так как давление и температура постоянны, изменение состояния системы при этом переходе следует характеризовать изменением термодинамического потенциала системы.

В начальном состоянии, когда в сосуде находились только пары жидкости, термодинамический потенциал равен:

$$\Phi_2 = m(f_2 + pV_2) = m\varphi_2, \quad (7.10)$$

где  $m$  – полное число частиц;  $p$  – внешнее давление;  $V_2$  – объём, приходящийся на одну молекулу газа (удельный объём);  $f_2 = f_2(V_2, T)$  – удельная свободная энергия;  $\varphi_2$  – удельный термодинамический потенциал.

Термодинамический потенциал системы после образования в паре капли объёмом  $V = V_1 m_1$ , где  $V_1$  – объём, приходящийся на одну молекулу жидкости,  $m_1$  – число молекул, можно представить следующим образом:

$$\Phi = m_2(f_2 + pV_2) + m_1(f_1 + pV_1) + \alpha \cdot S = m_2\varphi_2 + m_1\varphi_1 + \alpha \cdot S, \quad (7.11)$$

где  $f_1 = f_1(V_1, T)$  – удельная свободная энергия;  $S$  – поверхность капли;  $\alpha$  – поверхностное натяжение;  $m_1, m_2, V_1, V_2$  – соответственно число молекул и удельные объёмы жидкости и газа. Полное число частиц  $m$  неизменно, причем  $m = m_1 + m_2$ .

Образовавшаяся капля будет иметь шарообразную форму, так как поверхность раздела фаз стремится сократиться до минимума, а влияние сил

тяжести для маленьких капель несущественно. Тогда  $S = 4\pi \cdot r^2$ , где  $r$  – радиус капли. Если объём капли равен  $V$ , а объём одной молекулы  $V_1$ , то число молекул

$$m = \frac{V}{V_1} = \frac{4\pi \cdot r^3}{3 \cdot V_1}. \quad (7.12)$$

Из выражения (7.11) получим [1]

$$\Phi = \frac{4\pi \cdot r^3}{3 \cdot V_1} (\varphi_1 - \varphi_2) + m\varphi_2 + 4\pi \cdot \alpha \cdot r^2. \quad (7.13)$$

Если образование новой фазы приводит к уменьшению термодинамического потенциала, т. е. если  $d\Phi/dr < 0$ , то возникающее при этом состояние будет устойчивым. Капля жидкости в этом случае будет расти. Если, наоборот, с увеличением радиуса капли термодинамический потенциал возрастает  $d\Phi/dr > 0$ , то состояние системы будет неустойчивым. В этом случае образовавшиеся капли будут испаряться. При условии  $d\Phi/dr = 0$  капля будет находиться в равновесии с паром.

Выясним, как меняется термодинамический потенциал системы при изменении размеров образовавшейся капли при постоянных  $V_1$  и  $V_2$ . В этом процессе, соответствующем переходу пара в жидкость, изменяются  $m_1$  и  $m_2$ .

Из уравнения (7.13) имеем

$$\left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{V_1, V_2} = \frac{4\pi \cdot r^2}{V_1} (\varphi_1 - \varphi_2) + 8\pi \cdot \alpha \cdot r. \quad (7.14)$$

Процесс образования новой фазы в камере Вильсона, диффузионной и пузырьковой, происходит, как правило, при постоянном давлении. При этом в камере Вильсона и в диффузионной камере давление пара выше давления насыщенного пара, а в пузырьковой камере внешнее давление на жидкость ниже давления, при котором начинается кипение. Если давление (при данной температуре) в точке фазового перехода равно  $p_s$ , а давление в камере  $p$ , то разность  $p - p_s$  будет положительна в камере Вильсона (при конденсации) и отрицательна в пузырьковой камере (когда фазовый переход представляет собой образование в жидкости пузырьков пара).

Для небольших отклонений от состояния равновесия, когда  $p - p_s$  мало, имеем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_1(p_s) + \frac{\partial \varphi_1}{\partial p} (p - p_s) - \varphi_2(p_s) - \frac{\partial \varphi_2}{\partial p} (p - p_s). \quad (7.15)$$

Принимая во внимание, что при плоской поверхности раздела обе фазы находятся в равновесии при давлении  $p_s$ , т. е.  $\varphi_1(p_s) = \varphi_2(p_s)$ , а также что  $\partial \varphi_1 / \partial p = V_1$  и  $\partial \varphi_2 / \partial p = V_2$ , имеем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (V_2 - V_1)(p_s - p). \quad (7.16)$$

Теперь исследуем знак  $\partial\Phi/\partial r$  в уравнении (7.14) в зависимости от радиуса капли.

Если капля образовалась в насыщенном или ненасыщенном паре, то  $p \leq p_s$  и  $p_s - p \geq 0$ . Так как объем  $V_2$ , приходящийся на одну молекулу в паре, больше, чем объем  $V_1$ , приходящийся на молекулу в жидкости, то  $V_2 - V_1 > 0$  и  $\phi_1 - \phi_2 > 0$ . Из уравнения (7.14) следует, что в этом случае  $\partial\Phi/\partial r > 0$ , так как второй член; также больше нуля. Это означает, что рост капли приводит к увеличению термодинамического потенциала системы. Поэтому капли, образовавшиеся в ненасыщенном и насыщенном паре, будут неустойчивы. Капли будут испаряться и равновесие наступит после полного их испарения.

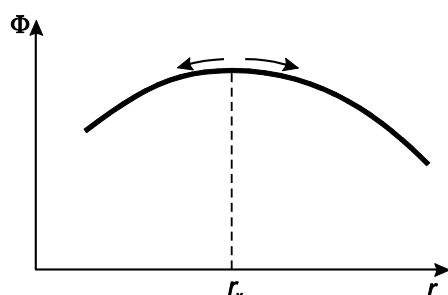


Рис. 7.3. Зависимость термодинамического потенциала от радиуса незаряженной капли

В пересыщенном паре, т. е. когда  $p_s - p < 0$  и соответственно  $\phi_1 - \phi_2 < 0$ , знак  $\partial\Phi/\partial r$  зависит от размера образовавшейся капли, так как первый и второй члены в уравнении (7.14) имеют разные знаки и различно зависят от  $r$ . При очень малых  $r$  преобладает второй член и  $\partial\Phi/\partial r > 0$ . Образовавшиеся капли будут испаряться.

При больших  $r$  преобладает первый член и  $\partial\Phi/\partial r < 0$ . Образовавшаяся капля

будет продолжать расти. На рис. 7.3 приведен график зависимости термодинамического потенциала системы, находящейся в метастабильном состоянии, от размеров капли. При значении  $r_k$  термодинамический потенциал имеет максимум  $\partial\Phi/\partial r = 0$ .

Капля, имеющая размер  $r_k$ , будет находиться в неустойчивом равновесии с паром. Капли с радиусом  $r_k$  называют *зародышами*. Из сказанного следует, что для образования новой фазы необходимо возникновение ее зародышей в старой фазе. Размер *зародыша* определяется условием  $\partial\Phi/\partial r = 0$  в формуле (7.14)

$$r_k = -\frac{2 \cdot \alpha \cdot V_1}{\phi_1 - \phi_2}. \quad (7.17)$$

Или, подставляя в (7.17) значение  $\phi_1 - \phi_2$ , из (7.15) имеем [1]

$$r_k = -\frac{2 \cdot \alpha \cdot V_1}{(V_1 - V_2)(p - p_s)}. \quad (7.18)$$

Из формулы (7.18) видно, что размер зародыша (критический радиус  $r_k$ ) пропорционален коэффициенту поверхностного натяжения  $\alpha$ . Чем больше  $p - p_s$ , т. е. чем больше пересыщен пар, тем меньше  $r_k$ .

Вычислим вероятность образования зародышей новой фазы в пересыщенном паре и перегретой жидкости. Вероятность малых флуктуаций в макроскопической системе определяется работой, которую необходимо произвести для образования зародыша.

Образование зародыша с радиусом  $r_k$  требует затраты работы  $w(r_k)$ , равной (поскольку температура и давление в системе остаются постоянными) изменению термодинамического потенциала. Из (7.10) и (7.11) получаем

$$w(r_k) = \Phi - \Phi_2 = (\varphi_1 - \varphi_2) \cdot m_1 + \alpha \cdot S. \quad (7.19)$$

Подставляя в (7.19) значения  $m_1$ ,  $m_2$ , значения  $\varphi_1 - \varphi_2$  и  $r_k$  из (7.16) и (7.17) получаем

$$w(r_k) = \frac{4\pi \cdot \alpha \cdot r_k^2}{3} = \frac{16\pi \cdot \alpha^3 \cdot V_1^2}{3(\varphi_1 - \varphi_2)^2} = \frac{16\pi \cdot \alpha^3 \cdot V_1^2}{3(V_1 - V_2)^2 (p_s - p)^2}. \quad (7.20)$$

Как известно, вероятность флуктуации определяется формулой

$$\omega = A \exp\left(-\frac{w(r_k)}{kT}\right), \quad (7.21)$$

где  $T$  – температура среды;  $k$  – постоянная Больцмана.

При образовании зародышей жидкости в пересыщенном паре объём, приходящийся на одну молекулу в капле, гораздо меньше, чем объём, приходящийся на молекулу в паре. Поскольку  $V_1 \ll V_2$ , то

$$(V_2 - V_1)^2 \approx V_2^2 = \frac{kT_s}{p} \approx \frac{kT_s}{p_s}, \quad (7.22)$$

где  $p_s$  и  $T_s$  – давление и температура в точке фазового перехода.

Подставляя значение  $(V_2 - V_1)^2$  в формулу (7.20) и значение  $w(r_k)$  из (7.20) в формулу (7.21), получаем вероятность образования зародыша конденсации в виде

$$\omega = A \exp\left[-\frac{16\pi \cdot \alpha^3 \cdot V_1^2 \cdot p_s^2}{3(kT_s)^3 (p_s - p)^2}\right]. \quad (7.23)$$

При образовании пузырьков в жидкости имеет место обратное соотношение объёмов: объём  $V_1$ , приходящийся на одну молекулу в пузырьке, существенно больше, чем объём  $V_2$ . Пренебрегая  $V_2$  по сравнению с  $V_1$ , имеем для вероятности образования зародыша пузырька в жидкости

$$\omega = A \exp\left[-\frac{16\pi \cdot \alpha^3}{3kT_s \cdot (p_s - p)^2}\right]. \quad (7.24)$$

В чистых перегретых жидкостях и пересыщенных парах новая фаза возникает тогда, когда вероятность образования ее зародышей оказывается близкой к единице.

Вероятность образования зародыша быстро растёт с увеличением  $p_s - p$ . Поэтому при больших пересыщениях пара в объёме камеры Вильсона



образуется большое число капель – туман. Аналогичное явление имеет место в пузырьковой камере. Абсолютная величина  $p_s - p$ , при которой в камере Вильсона или пузырьковой камере образуется большое число зародышей новой фазы, называется соответственно границей образования тумана или границей кипения. Естественно, что как камера Вильсона, так и пузырьковая камера работает при значениях  $p_s - p$  меньших, чем граничные. Образование новой фазы в этом случае происходит в основном на центрах конденсации, образованных проходящей через объем камеры заряженной частицей.

**Образование капель на ионах.** Если капля заряжена, то условия конденсации пара существенно изменяются. Электрический заряд и энергия его поля в противоположность поверхностному натяжению облегчает конденсацию пара. В этом случае в выражение (7.11) для термодинамического потенциала системы, состоящей из пара одной капли, следует добавить член  $\Psi_{\ominus}$ , определяющий энергию электрического поля.

Тогда термодинамический потенциал системы запишется в виде

$$\Phi = m_2(f_2 + pV_2) + m_1(f_1 + pV_1) + \alpha \cdot S + \Psi_{\ominus}, \quad (7.25)$$

где  $\Psi_{\ominus}$  – энергия электрического поля.

Если заряд расположен в центре капли (это положение соответствует равновесию), то электрическое поле  $E$  радиально и равно

$$E = \frac{e}{R^2 \cdot \varepsilon} \quad (\text{для } R < r); \quad E = \frac{e}{R^2} \quad (\text{для } R > r), \quad (7.26)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая постоянная жидкости (диэлектрическая постоянная пара принята равной единице).

Энергия электрического поля равна

$$\Psi_{\ominus} = \frac{e^2}{2} \left[ \int_a^r \frac{dR}{\varepsilon \cdot R^2} + \int_r^{\infty} \frac{dR}{R^2} \right] = \frac{e^2}{2r} \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon} \right) + \frac{e^2}{2a \cdot \varepsilon}, \quad (7.27)$$

где  $a$  – радиус иона.

Выражение (7.25) для  $\Phi$  отличается от полученного ранее выражения (7.11) для незаряженной капли в паре тем, что зависящий только от  $r$  член  $\alpha \cdot S$  заменяется на также зависящее только от  $r$  выражение  $\alpha \cdot S + \Psi_{\ominus}$ .

Поэтому можно воспользоваться формулами (7.11), (7.13), (7.14), заменив в них  $\alpha \cdot S$  на  $\alpha \cdot S + \Psi_{\ominus}$ .

Найдем, как изменяется термодинамический потенциал с изменением радиуса капли. Согласно формуле (7.14), заменяя

$$\frac{\partial}{\partial r}(\alpha \cdot S) = 8\pi \cdot \alpha \cdot r \quad \text{на} \quad \frac{\partial}{\partial r}(\alpha \cdot S + \Psi_{\ominus}) = 8\pi \cdot \alpha \cdot r - \frac{e^2}{2r^2} \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon} \right) \quad (7.28)$$

подставляя значение  $\varphi_1 - \varphi_2$  из (7.16), имеем

$$\left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{V_1, V_2} = \frac{4\pi \cdot r^2}{V_1} (V_1 - V_2) \cdot (p_s - p) + 8\pi \cdot \alpha \cdot r - \frac{e^2}{2r^2} \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon} \right). \quad (7.29)$$

Если пар ненасыщен, то  $p < p_s$  и  $p_s - p > 0$ . В этом случае первые два члена больше нуля при всех  $r$ . Третий член при всех  $r$  меньше нуля. При малых  $r$  третий член больше первых двух и  $\partial\Phi/\partial r < 0$ . При больших  $r$  третий член меньше суммы первых двух и  $\partial\Phi/\partial r > 0$ . Изменение термодинамического потенциала  $\Phi$  в зависимости от радиуса капли показано на кр. 3 рис. 7.4.

Если пар пересыщен ( $p > p_s$ ), то первый член меньше нуля. При достаточно большом пересыщении, когда отношение  $p/p_s$  становится больше некоторого числа  $S_1$ , первый член по абсолютной величине больше второго. Тогда для всех значений радиуса  $\partial\Phi/\partial r < 0$  и заряженные капли всех размеров будут расти. В этом случае появление иона в пересыщенном паре сразу вызывает конденсацию и рост капли. Таким образом, если  $p/p_s > S_1$  прохождение ионизирующей частицы через пересыщенный пар вызывает конденсацию и рост капель на ее пути. Такое пересыщение всегда достигается при нормальной работе камеры Вильсона и диффузионной камеры. Изменение термодинамического потенциала  $\Phi$  в зависимости от радиуса капли для этого случая показано на кр. 1 рис. 7.4.

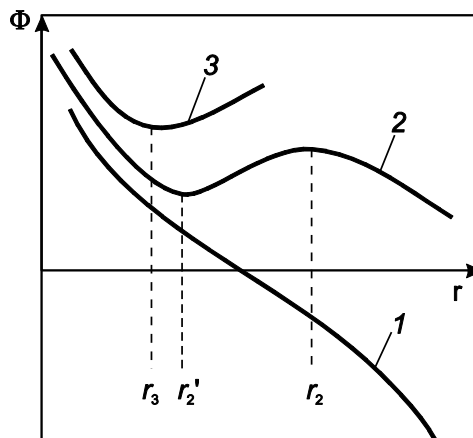


Рис. 7.4. Зависимость термодинамического потенциала от радиуса заряженной капли при различных пересыщениях:  $S_1 > S_2 > S_3$  [1]

Рассмотрим третий случай, когда пар пересыщен и  $p_s - p < 0$ , но первый член в уравнении (7.29) по абсолютной величине при малых  $r$  меньше второго. Тогда сумма первого и второго членов при малых  $r$  будет больше нуля, а при больших  $r$  меньше нуля. Третий член меньше нуля при любых  $r$  и с увеличением  $r$  уменьшается по абсолютной величине. Зависимость термодинамического потенциала от радиуса для этого случая показана на кр. 2 рис. 7.4.

**Равновесное пересыщение.** Если предположить, что поверхностное натяжение  $\alpha$  не зависит от радиуса капли, то зависимость равновесного пересыщения от радиуса незаряженной капли может быть представлена кривой, показанной на рис. 7.2, б, пунктиром. По вертикальной оси отложена абсолютная величина логарифма пересыщения. Слева от кривой устойчива жидкая фаза, справа от кривой устойчива газовая фаза. Точки на кривой соответствуют равновесию двух фаз. Весьма существенно определить, является это равновесие двух фаз устойчивым или неустойчивым. Исследование показало, что термодинамический потенциал такой системы изменяется при изменении радиуса капли, как показано на рис. 7.3. При радиусе капли, равном  $r_k$ , термодинамический потенциал имеет максимум.

Поэтому незаряженная капля, окруженная пересыщенным паром, может находиться только в неустойчивом равновесии с ним. Для данного пересыщения  $S$  при  $r < r_k$  устойчива вторая фаза (газ) и поэтому капля будет испаряться, при  $r > r_k$  устойчива первая фаза (жидкость) и поэтому образовавшаяся капля будет продолжать расти.

По мере роста пересыщения критический радиус уменьшается. Число зародышей новой фазы при этом растет, так как вероятность возникновения флуктуации возрастает с её уменьшением.

Выражение для равновесного пересыщения заряженных капель (7.29) имеет максимум при [1]

$$r' = \left[ e^2 \left( 1 - \frac{1}{\varepsilon} \right) / (4\pi \cdot \alpha) \right]^{1/3}. \quad (7.30)$$

Каждая кривая делит плоскость на две области; точки выше кривой соответствуют области, где капли растут, точки ниже кривой соответствуют области, где капли испаряются.

Из рис. 7.2, б видно, что при пересыщении, соответствующем прямой 1, заряженные капли всех размеров неограниченно растут. Это соответствует зависимости термодинамического потенциала от радиуса капли, показанной на кр. 1 рис. 7.4. При пересыщении 2 растут капли, имеющие радиус больше  $r_2$ . Капли, имеющие радиус меньше  $r_2$ , испаряются. При  $r = r_2$  имеется неустойчивое равновесие. При радиусе  $r = r_2'$  испарение капли прекращается. Капли радиусом меньше  $r_2'$ , наоборот, растут, достигая значения  $r_2'$ . При  $r_2'$  имеется устойчивое равновесие. Такое поведение капли соответствует кр. 2 на рис. 7.4. И, наконец, если пересыщение  $S \leq 1$  (прямая 3 на рис. 7.2, б), то заряженные капли определенного радиуса  $\sim r_3$  находятся в равновесии с паром. Капли меньшего радиуса растут, большего – испаряются. Это соответствует кр. 3 на рис. 7.4.

Если  $r > 10^{-7}$  см, для образования заряженных и незаряженных капель требуется одно и то же пересыщение. Однако при меньших радиусах, как видно из рис. 7.2, б, имеется существенное различие. Для роста незаряженных капель необходимо пересыщение больше единицы. Заряженные капли растут в насыщенном и даже ненасыщенном паре при  $r < r'$ . При уменьшении пересыщения равновесный радиус заряженной капли уменьшается очень медленно. Так, например, расчет показывает, что если уменьшить давление водяных паров в воздухе в  $10^{18}$  раз по отношению к давлению насыщенных паров, то радиус капли уменьшится всего в 2 раза. Так как в атмосферном воздухе всегда имеется некоторое количество водяного пара, то при ионизации всегда возникают маленькие капли. Но эти капли не могут вырасти до видимых размеров, так как увеличение радиуса капли при  $S < 1$  связано с увеличением термодинамического потенциала системы.

### 7.1.5. Цикл работы камеры Вильсона

В камере Вильсона пересыщение пара достигается в результате охлаждения при адиабатическом расширении смеси. После расширения и регистрации частиц смесь газа и пара сжимают до первоначального объема. Через некоторое время, необходимое для восстановления первоначальных условий, может быть проведено повторное расширение.

Рассмотрим полный цикл работы камеры Вильсона в координатах  $pV$ , где  $p$  – давление;  $V$  – объем газа (рис. 7.5). В начальный момент давление и объем соответствуют точке 1. Определим возникающее после расширения (точка 2) пересыщение

$$S = \frac{p_2}{p_n(T_2)}, \quad (7.31)$$

где  $p_2$  – давление пара после расширения;  $p_n(T_2)$  – давление насыщенного пара при температуре  $T_2$  в конце расширения. Будем считать, что смесь газа и пара подчиняется законам идеального газа. Тогда парциальное давление пара после расширения найдем из уравнения адиабаты:  $pV^\gamma = \text{const}$ , откуда

$$p_2 = p_1 \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{-\gamma}, \quad (7.32)$$

где  $\gamma = C_p / C_V$  – отношение теплоемкостей; ( $C_p$  и  $C_V$  – теплоемкости, соответственно, при постоянном давлении и постоянном объеме). Величину  $\gamma$  можно определить, зная парциальные давления газа  $p_g$  и пара  $p_{\text{пар}}$  и отношение их удельных теплоемкостей  $\gamma_g$  и  $\gamma_{\text{пар}}$  [2]

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_g - 1} \cdot \frac{p_g}{p_g + p_{\text{пар}}} + \frac{1}{\gamma_{\text{пар}} - 1} \cdot \frac{p_{\text{пар}}}{p_g + p_{\text{пар}}}. \quad (7.33)$$

Если  $p_1 = p_n(T_1)$ , то [1]

$$S = \frac{p_n(T_1)}{p_n(T_2) \cdot \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma}. \quad (7.34)$$

Для адиабатического процесса

$$\frac{T_1}{T_2} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma - 1}. \quad (7.35)$$

Время расширения при начальном давлении, близком к атмосферному, смеси газа и пара составляет  $(10-20) \cdot 10^{-3}$  с. С повышением давления в объеме камеры время расширения растет.

Непосредственно после расширения охлажденная смесь начинает нагреваться вследствие теплообмена со стенками камеры и конденсации капель (которая сопровождается выделением тепла).

Нагревание газа и конденсация капель приводят к уменьшению пересыщения. Поэтому через время  $\tau$  (время чувствительности)

пересыщение в камере падает ниже величины  $S_1$ . Время чувствительности камеры, работающей при атмосферном давлении,  $\tau \approx 0,1$  с. С повышением давления время чувствительности увеличивается примерно по линейному закону.

После расширения и регистрации частиц пересыщение в объеме камеры падает ниже  $S_1$ , и камера становится неспособной регистрировать излучение (точка 3). Поэтому после фотографирования образовавшихся треков производится сжатие до начального объема (точка 4). Через некоторое время, необходимое для восстановления начальных температур и пересыщения (точка 1), может быть проведено повторное расширение. Камера Вильсона является, таким образом, периодически действующим прибором.

Отношение времени, в течение которого камера способна регистрировать заряженные частицы, к полному времени цикла колеблется в пределах от  $10^{-3}$  для небольших камер до  $10^{-4}$  для камер высокого давления.

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 целый ряд трудностей в изготовлении системы механического привода. Целесообразно так выбрать начальные условия и такую парогазовую смесь, чтобы необходимое пересыщение было достигнуто при наименьшем расширении. Поэтому при заданной начальной температуре и заданном давлении газа надо подобрать такую парогазовую смесь, которая будет обладать наибольшим значением  $\gamma$ . Из выражения (7.33) видно, что предпочтительно использовать одноатомные газы, для которых  $\gamma_g$  больше, чем для многоатомных. Значения  $\gamma_{\text{пар}}$  для паров меньше, чем для одноатомных газов (для аргона  $\gamma_g = 1,66$ , для паров воды  $\gamma_{H_2O} = 1,30$ , для паров спирта  $\gamma_{C_2H_5OH} = 1,13$ ). Поэтому выбирают такую жидкость, для которой величина

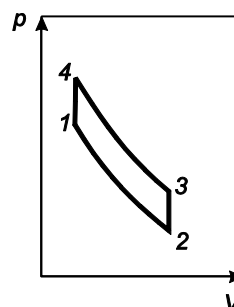


Рис. 7.5. Цикл работы камеры Вильсона

$$\frac{P_{\text{пар}}}{(\gamma_{\text{пар}} - 1) \cdot (p_g + p_{\text{пар}})} \quad (7.36)$$

была по возможности меньшей. Это значит, что при заданной начальной температуре выбирают жидкость, у которой наименьшее давление паров и наибольшее значение  $\gamma_{\text{пар}}$ . Поскольку давление насыщенных паров спирта при данной температуре выше давления насыщенных паров воды и поскольку  $\gamma_{H_2O} > \gamma_{C_2H_5OH}$ , то пересыщение при заданном расширении будет больше, если использовать пары воды.

Пересыщение при прочих равных условиях зависит от давления неконденсирующегося газа. Если  $\gamma_g \gg \gamma_{\text{пар}}$ , то чем выше давление газа, тем больше пересыщение при данном расширении. Однако увлекаться чрезмерным увеличением давления газа в камере не стоит, поскольку будет увеличиваться инерционность камеры.

Таким образом, чтобы получить необходимую величину пересыщения при минимальном расширении, необходимо уменьшать начальную температуру, повышать давление газа и использовать благородные (одноатомные) газы.

### 7.1.6. Диффузионная и конвекционная камеры

Диффузионная камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара (рис. 7.6). Дно и крышка камеры расположены в горизонтальной плоскости, и между ними создается градиент температур в вертикальном направлении. Пар с поверхности источника пара, расположенного выше дна, испаряется и диффундирует к охлаждаемому дну. Вблизи дна камеры образуется чувствительный слой высотой несколько сантиметров, в котором пересыщение превышает  $S_1$ .

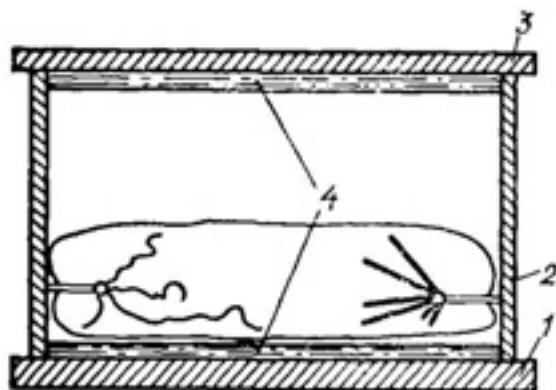


Рис. 7.6. Схема диффузионной камеры:  
1 – охлаждаемое дно; 2 – стенки; 3 – крышка; 4 – источники пара [1]

Постоянно действующим источником пара может служить смачиваемый жидкостью пористый материал, находящийся в тепловом контакте с внутренней поверхностью стенок камеры. Под действием капиллярных сил жидкость поднимается со дна камеры в верхние сечения, где испаряется и диффундирует ко дну. Такой источник пара позволяет работать камере непрерывно в течение нескольких месяцев без замены смеси газа и пара в ее объеме.

Заряженная частица, проходя через объем камеры, образует на своем пути электроны и ионы. Если частица проходит через чувствительный слой, то на ионах вырастают капли, создавая видимый трек, который под действием силы тяжести опускается на дно.

Диффузионная камера по существу является детектором с непрерывной чувствительностью, поэтому она не может работать при большом уровне мощности излучения. Если число ионов, образующихся в чувствительном слое в единицу времени, превышает некоторое предельное значение, то пересыщение в объеме камеры уменьшается, и камера перестает регистрировать треки заряженных частиц. Ионизация в этом случае уменьшает количество пара, находящегося в пересыщенном состоянии, и это может привести к тому, что не будут образовываться треки. Если уменьшить число

ионов, возникающих в объеме камеры в единицу времени, то через некоторое время пересыщение восстановится. Время восстановления зависит от скорости диффузии пара через газ и составляет порядка нескольких секунд. При работе с импульсным источником время восстановления, в зависимости от давления газа в камере, составляет  $5 \div 10$  с. По этим же причинам диффузионную камеру нельзя использовать в случаях большого постоянного фона ионизирующего излучения.

Исследование физических процессов в диффузионной камере показало, что основную роль в установлении температурного распределения в камере играет конвекция газа. Экспериментально установлено, что температурное распределение в объеме камеры повторяет температурное распределение по стенкам камеры, что легко регулировать с помощью внешних источников. Это позволяет изменять в широких пределах распределение температуры, а, следовательно, и распределение пересыщения в объеме камеры. Можно изготавливать камеры с различными характеристиками. Так, оказалось возможным изменять высоту чувствительного слоя в широких пределах, предельную ионную нагрузку и время восстановления пересыщения после мощного импульса облучения камеры.

Высота чувствительного слоя может изменяться от 10 см до  $2 \div 3$  мм, время восстановления в камере с малым чувствительным слоем и большой скоростью конвекции составляет доли секунды. Давление газа в камере также может меняться в широких пределах – от  $10^3$  до  $10^6$  Па.

Конвекционная камера с малой толщиной чувствительного слоя может быть использована для получения изображения распределения ионов, образовавшихся выше чувствительного слоя. Применение импульсного электрического поля позволяет смещать ионы, образованные выше чувствительного слоя, в чувствительный слой и, таким образом, получать изображение распределения ионов за различные промежутки времени, определяемые длительностью импульса электрического поля.

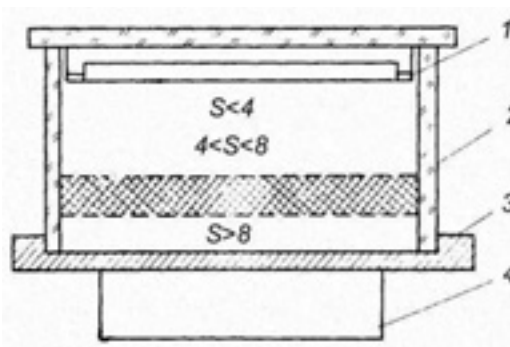


Рис. 7.7. Схема диффузионной камеры низкого давления [2]: 1 – желоб с испаряющейся жидкостью; 2 – стеклянные стенки камеры; 3 – массивная медная плита; 4 – холодильник

Схема одного из вариантов диффузионной камеры низкого (нормального) давления дана на рис. 7.7. 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 температуре 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 имеют достаточное пересыщение для образования капель на ионах, а затем будет область, где происходит конденсация пара. Глубина чувствительного слоя может достигать почти 10 см.

### **7.1.7. Структура трека**

Трек быстрой заряженной частицы в камере Вильсона состоит из отдельных капель, сконденсировавшихся на ионах.

С помощью камеры Вильсона можно измерять как первичную ионизацию в треке (число пар ионов, образованных первичной частицей), так и вторичную (число пар ионов, образованных  $\delta$ -электронами).

Структура трека определяется пространственным распределением ионов, являющихся центрами конденсации капель. Если заряженная частица образует ионы в объеме камеры с пересыщением, большим, чем  $S_1$ , то конденсация пара на ионах приводит к резкому уменьшению коэффициента диффузии, и поэтому распределение капель практически совпадает с распределением ионов.

Электроны в процессе термализации перемещаются на значительные расстояния (около  $10^{-2}$  см). В случае применения электроотрицательных газов может происходить захват электронов в процессе термализации с образованием отрицательных ионов с последующим ростом на них капель.

Если пересыщение в камере создается через время  $t$  после прохождения через камеру частицы, то диффузия ионов приводит к размытию трека. Характерный размер этого размытия определяется коэффициентом диффузии.

Изменяя интервал времени  $t$  между моментом прохождения частицы и моментом создания пересыщения в камере, можно наблюдать распределение ионов в газе в различные моменты времени.

**Измерение первичной и вторичной ионизации.** На фотографиях, полученных в камере Вильсона, в диффузионной камере первичная ионизация может быть определена по числу первичных электронов (включая  $\delta$ -электроны). Такие измерения удобнее проводить на резких не диффузных следах.

Релятивистский рост первичной ионизации в газах составляет несколько десятков процентов, поэтому измерение первичной ионизации с погрешностью в несколько процентов позволяет надежно разделять протоны,  $\pi$ - и  $K$ - мезоны в пучках с энергией до нескольких десятков ГэВ.

Полная ионизация определяется в камере Вильсона и диффузионной камере подсчетом полного числа капель, образованных частицей на своем пути. Определение полной ионизации в камере Вильсона удобно вести в условиях, когда расширение производится с некоторым запаздыванием относительно момента попадания частицы в камеру. В диффузионной камере также можно определить полную ионизацию. Пространственное разделение ионов одного знака легко получить, если ввести исследуемые частицы в



объем камеры выше чувствительного слоя и затем переместить их в чувствительный слой с помощью электрического поля.

### 7.1.8. Управляемые камеры

Камеру Вильсона можно поставить в такой режим работы, что она будет регистрировать только отобранные электронной аппаратурой частицы. Простейший вариант управления камерой показан на рис. 7.8. В камере регистрируются только те частицы, которые прошли через верхний и нижний детекторы. Последовательность событий включает: прохождение заряженной частицы через детекторы и камеру, образование в объеме камеры электронов и ионов, создание необходимого пересыщения и фотографирование образовавшихся на ионах капель. Принципиально важным для осуществления всей последовательности операций является большое время жизни ионного трека в объеме камеры. Образованные быстрой заряженной частицей электроны и ионы в треке в процессе термализации отходят друг от друга на расстояние  $10^{-2}$  см (при атмосферном давлении), что обеспечивает им большое время жизни относительно рекомбинации.

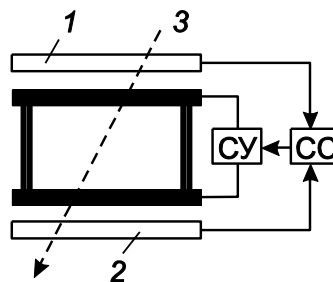


Рис. 7.8. Схема управления камерой Вильсона: 1, 2 — телескоп счетчиков; 3 — траектория частицы; СУ — схема управления; СС — схема совпадения [1]

Время жизни такого трека определяется процессами диффузии (с течением времени происходит размытие трека). Применяя электроотрицательные газы (или добавляя их в основной газ), можно локализовать электроны. В принципе, применяя разделяющее электрическое поле, можно получить от одной частицы два трека: один — состоящий из капель, сконденсировавшихся на положительных ионах, другой — на отрицательных.

Применяя короткие импульсы напряжения (с временем нарастания  $\sim 10^{-9}$  с), можно ставить на треках временные метки. Если момент прохождения частицы совпадает с моментом подачи импульса электрического поля, то часть электронов под действием поля может отойти от ионов на большие расстояния. При этом будет наблюдаться плотный трек, образованный каплями на положительных ионах, и размытый трек, образованный на отрицательных ионах. Такие размытые («меченые») треки легко отличить от обычных. Меченые треки можно получать и в неуправляемой счетчиками камере Вильсона и в диффузионной камере, работающей в непрерывном режиме.

Управляемая счетчиком камера работает в ждущем режиме — регистрирует только те события, на которые настроена электронная аппаратура в данном эксперименте. Однако временное разрешение такой камеры определяется временем чувствительности камеры, которое по порядку величины равно  $10^{-1}$  с. Поэтому, если два события разделены во времени на меньшую величину, они не будут зарегистрированы отдельно.

Из-за большого времени чувствительности на фотографиях, полученных с помощью камеры Вильсона, всегда присутствуют треки фоновых частиц. Ясно, что чем меньше время чувствительности, тем меньше регистрируется фоновых частиц.

### 7.1.9. Применение камеры Вильсона и диффузионной камеры

С помощью камеры Вильсона и диффузионной камеры был проведен ряд экспериментов, имеющих большое значение. Здесь упомянем только об открытии с помощью камеры Вильсона позитрона, экспериментах по наблюдению мезонов и о нейтринных экспериментах.

Позитрон был открыт Андерсоном в 1932 г. при исследовании космических лучей с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле. На рис. 7.9 показан эскиз фотографии следа частицы в камере. Выше свинцовой пластины трек частицы искривлен сильнее. Это означает, что импульс частицы над пластиной меньше, чем под пластиной, т. е. это означает, что частица двигалась снизу вверх. По знаку кривизны трека определили, что частица имеет положительный заряд. Измерение плотности ионизации и кривизны трека показало, что масса частицы равна массе электрона. Так был открыт позитрон.

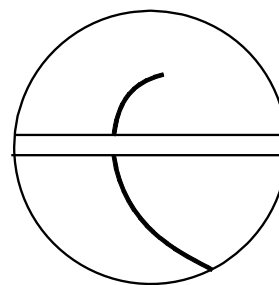


Рис. 7.9. Эскиз фотографии следа позитрона в камере Вильсона

Подобным же образом при исследованиях с помощью камеры Вильсона было открыто присутствие в космических лучах частицы с зарядом, равным заряду электрона и с массой, промежуточной между массами электрона и протона. В камере Вильсона впервые наблюдались ливни, создаваемые фотонами высокой энергии.

В 1947 г. с помощью камеры Вильсона в составе космического излучения были обнаружены так называемые странные частицы.

С помощью диффузионной камеры было проведено косвенное наблюдение нейтрино. Диффузионная камера наполнялась  ${}^3\text{He}$  и облучалась  $\mu$ -мезонами. Наблюдалась реакция  $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu$ . Образующийся тритий всегда имел одну и ту же энергию. Это является убедительным доказательством того, что в этой реакции возникает только одно нейтрино.

Диффузионная камера может быть заполнена легкими газами (водородом, гелием, тритием) при высоком давлении ( $\approx 2 \cdot 10^6$  Па). Это желательно во всех случаях, когда газ камеры используют как мишень для бомбардировки элементарными частицами.

Камера Вильсона и диффузионная камера могут применяться для исследования всех видов излучения. Сравнительно малая плотность рабочего вещества и большая длительность цикла (в лучшем случае секунды) практически исключает в настоящее время применение камеры в физике высоких энергий совместно с ускорителями. Однако в физике низких и

средних энергий возможности камеры Вильсона и диффузионной камеры далеко не исчерпаны.

Особенно перспективно использование диффузионной камеры для регистрации излучения короткоживущей термоядерной плазмы.

Применение диффузионной камеры позволяет надежно определить природу излучаемых плазмой частиц, например, присутствие протонов, нейтронов, электронов, квантов рентгеновского излучения. Вместе с тем камера может быть настроена на регистрацию частиц вполне определенной природы и энергии. С помощью камеры можно получить изображение источника с энергетическим разрешением порядка 40 эВ (при регистрации отдельных капель в треке частицы). Для этого чувствительный объем, заполненный пересыщенным паром, используют в качестве детектора совместно с камерой Обскура. Таким путем получают рентгеновское изображение плазмы. Точно так же получают пространственное распределение заряженных продуктов термоядерной реакции. Энергетический спектр восстанавливают либо по геометрическим характеристикам треков, либо по числу капель в каждом треке и числу треков с определенным числом капель. Изменяя давление газа в камере, и применяя различные фильтры, можно исследовать излучение плазмы в широком диапазоне энергий квантов (частиц) и интенсивностей.

Весьма существенно, что поскольку объем камеры можно освещать мощными импульсными лампами (а также лазерными источниками света), не представляет труда, используя телевизионный съем информации, получить цифровую запись изображения и т. п.

Для этих экспериментов не требуется большая толщина чувствительного слоя в камере. Это позволяет камере работать в конвекционном режиме, когда перенос пара и тепла в объеме камеры осуществляется в основном макроскопическим движением газа, а не диффузией. Это существенно улучшает характеристики камеры: уменьшает время восстановления после мощного импульса облучения, позволяет работать в условиях повышенного фона. Такая камера может работать в открытой атмосфере рабочих помещений.

## **7.2. Ядерные эмульсии**

### **7.2.1. Фотографический метод регистрации**

Фотографический метод регистрации ионизирующих излучений имеет более чем столетнюю историю. Именно ему физика обязана открытием явления радиоактивности. Впервые эффект воздействия излучения солей урана на фотографическую пластину был обнаружен в 1866 г., но лишь через 30 лет это явление было детально исследовано Беккерелем, что привело к открытию радиоактивности.

В конце 40-х – начале 50-х годов одновременно в СССР и за рубежом появились сообщения о создании фотографических эмульсий, способных регистрировать релятивистские электроны с минимальной ионизирующей

способностью. В этот период с помощью фотометода были открыты  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны,  $K^+$ - и  $K^-$ -мезоны,  $\Lambda^0$ -гиперон,  $\Sigma^\pm$ -гиперон и цепочки их распадов, обнаружено большое число ядерных превращений.

В последние годы основные усилия исследователей были направлены на создание эмульсий с хорошим пространственным разрешением, на разработку эмульсионных камер большого объема, исследование механизма образования трека, изготовление эмульсий для конкретных ядерно-физических экспериментов.

Среди большого круга исследований необходимо выделить работы по созданию фотографического детектора с управляемой чувствительностью. Возможность импульсного изменения чувствительности фотографического детектора позволила бы существенно расширить область его применения в ядерной физике, физике элементарных частиц, космических исследованиях.

### 7.2.2. Основные представления о фотографическом процессе

Фотографическая эмульсия представляет собой взвесь в желатине мелкозернистых кристаллов (с характерным размером 1 мкм) галоидного серебра  $AgBr$ . Процесс образования фотографического изображения согласно современным представлениям выглядит следующим образом (рис. 7.10). В результате взаимодействия кванта света или заряженной частицы с микрокристаллом  $AgBr$  в зоне его проводимости оказывается один или несколько свободных электронов. Свободный электрон диффундирует по микрокристаллу до тех пор, пока не оказывается захваченным на одну из глубоких ловушек, время жизни на которой достаточно велико. Роль таких ловушек могут играть дислокации кристалла, микротрещины и т. д. Обычно при изготовлении эмульсии такие дефекты вводят в микрокристалл специально в виде инородных включений и называют центрами чувствительности.

В кристаллической решетке  $AgBr$  всегда присутствует некоторое количество свободных междуузельных ионов  $Ag^+$ , обладающих высокой

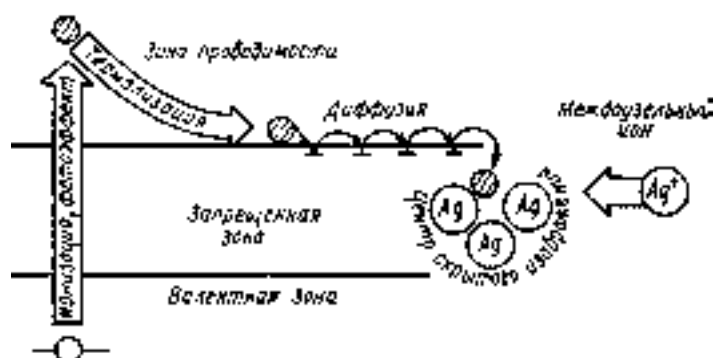


Рис. 7.10. Процесс образования скрытого фотографического изображения [1]

подвижностью и диффундирующих по кристаллу. Эти ионы образуются в кристаллической решетке в результате тепловых колебаний. Отрицательно заряженный центр чувствительности притягивает своим электрическим полем один из ионов  $Ag^+$  и

нейтрализует его, образуя атом серебра. Время, за которое происходит этот процесс,  $10^{-5}$  с. Центр чувствительности с осевшим на нем атомом серебра в

свою очередь является глубокой потенциальной ямой для других свободных электронов, и процесс повторяется последовательно несколько раз. Таким образом, в центре чувствительности образуется серебряный зародыш, состоящий из нескольких атомов металлического серебра, который называется центром скрытого изображения. Время жизни центра скрытого изображения очень велико:  $10^2$ – $10^3$  ч (при комнатной температуре). Однако при нагревании время жизни уменьшается, и центр скрытого изображения может разрушиться. Этот эффект носит название регрессии скрытого изображения.

Чтобы превратить скрытое изображение в видимое, фотоэмульсию подвергают специальной обработке – проявлению. Этот процесс основан на избирательности действия проявителя на микрокристаллы. Проявитель активно взаимодействует с микрокристаллами, обладающими центрами скрытого изображения, восстанавливая их целиком до металлического серебра, и почти не взаимодействует со всеми остальными микрокристаллами. Так формируется видимое изображение.

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.

Наконец, последний этап обработки – фиксирование – заключается в удалении из фотоэмульсии непроявленных микрокристаллов. При этом непроявленное 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 непроявленной, то скрытое изображение начинает ослабевать – наблюдается регрессия изображения. Процесс регрессии объясняется тем, что под действием кислорода воздуха и воды зерна в эмульсии теряют атомарное серебро, и центры скрытого изображения рассасываются.

Рассмотрим факторы, определяющие вероятность проявления микрокристалла. Для превращения центра чувствительности в центр скрытого изображения (условие проявляемости) необходимо, чтобы он содержал не менее некоторого минимального количества атомов серебра. В противном случае центр не является устойчивым и распадается за короткое время. Согласно современным оценкам центр скрытого изображения содержит не менее 5–10 атомов серебра. Количество атомов серебра в центре определяется количеством свободных электронов и, следовательно, поглощенной в микрокристалле энергией. Прямые измерения количества световых квантов, падающих на высокочувствительную фотоэмульсию, и количества проявленных зерен дают минимальное значение поглощенной энергии 30–50 эВ на 1 микрокристалл.

Аналогичные измерения проводили при экспонировании той же фотоэмульсии моноэнергетическими электронами с энергией 200–1000 эВ. В эксперименте соблюдалось условие, чтобы каждый из микрокристаллов

поглощал не более одного электрона. Результаты этих исследований позволяют сделать следующие выводы:

- отсутствует резкая энергетическая граница, определяющая проявляемость микрокристалла. Это связано с особенностями взаимодействия излучения с веществом;
- минимальное значение поглощенной энергии, необходимое для образования скрытого изображения, в случае действия частиц, по крайней мере, на порядок больше, чем в случае действия света.

Основное отличие действия света и частиц на фотоэмульсию связано с тем, что вероятность проявления зависит не только от величины поглощенной в микрокристалле энергии, но и от того, за какое время произошел этот процесс. При экспонировании светом средний интервал времени между попаданиями отдельных фотонов на микрокристалл, как правило, больше характерного времени образования атома серебра в центре. Поэтому каждый из свободных электронов имеет возможность участвовать в процессе образования скрытого изображения.

Попавшая в микрокристалл частица образует свободные электроны практически мгновенно, за  $10^{-12}$ – $10^{-14}$  с. Только их малая часть может участвовать в процессе образования скрытого изображения, так как все стадии его протекают последовательно. Основная часть электронов рекомбинирует вне центра чувствительности.

Вероятность проявления определяется не только процессом поглощения энергии, но и характеристиками микрокристалла. Поясним это простым примером. Пусть среднее количество центров чувствительности микрокристаллов равно  $\bar{m}$  и минимальное количество серебра в центре  $n_s$ . Тогда в предположении о равномерном распределении электронов по центрам минимальная энергия

$$E_{\min} = \omega \cdot n_s \cdot \bar{m}, \quad (7.37)$$

где  $\omega$  – энергия, расходуемая на образование одного атома серебра. Отсюда следует, что в фотоэмульсиях с малым числом центров чувствительности энергия, необходимая для образования центра скрытого изображения, меньше.

### **7.2.3. Физико-химические свойства современных ядерных эмульсий**

Многолетнее развитие фотографического метода регистрации привело к созданию особого класса фотоэмульсий, применяемых специально для регистрации ионизирующих излучений. Этот класс по своим физико-химическим характеристикам существенно отличается от обычных фотографических эмульсий и получил название ядерных эмульсий. В табл. 7.2 приведены сравнительные характеристики двух типов эмульсий.

Ядерная эмульсия отличается от обычной фотографической следующими параметрами:

- малым размером и большей плотностью зерен в желатине;
- большой толщиной чувствительного слоя;

- высокой чувствительностью, т. е. малой энергией, 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 размер зерна и чем ближе они расположены 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

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 массе.

Возможность регистрации частиц высоких энергий определяется в большей степени толщиной чувствительного слоя, так как чем толще слой, тем большая часть пробега (или большой пробег) укладывается в слое и тем точнее можно определить характеристики частицы. Толщина слоев ядерных эмульсий в сотни раз превосходит толщину обычных фотографических эмульсий. Например, в слое толщиной 1000 мкм полностью укладываются пробеги протонов с энергией не более 15 МэВ, или пробеги  $\alpha$ -частиц с энергией 40 МэВ. Кроме того, толщина эмульсии определяет эффективность регистрации нейтральных частиц:  $\gamma$ -квантов и нейтронов.

Толщина ядерных эмульсий обычно составляет 10–2000 мкм. 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 МэВ по протонам отдачи, возникшим при рассеянии нейтронов на ядрах водорода, который всегда имеется в эмульсии.

Таблица 7.2

Параметры эмульсий [1]

Параметры	Эмульсия	
	Ядерная	Фотографическая
Размер микрокристаллов $D$ , мкм	0,1 – 0,3	1
Концентрация $AgBr$ $C$ , % по массе	80 – 85	20 – 30
Толщина чувствительного слоя, мкм	50 – 1000	10 – 20
Допустимый уровень вуали, %	$10^{-3}$	1 – 0,1
Максимальная чувствительность	Регистрирует следы однозарядных релятивистских частиц	–

Для регистрации релятивистских длиннопробежных частиц применяют эмульсионные камеры. Эти камеры представляют собой стопку из отдельных эмульсионных слоев, не имеющих подложки и уложенных один на другой. Каждый из слоев имеет маркировку, чтобы можно было проследить трек частицы во всей стопке. Суммарная толщина такого детектора может достигать 10 см. После облучения каждый слой проявляется отдельно.

Таблица 7.3

Состав ядерной эмульсии типа Р (релятивистской) [1]

Элемент	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$N$ , $\times 10^{22}$ атом/см <sup>3</sup>	Примечания
Серебро	1,82	1,02	Плотность эмульсии $\rho=3,83$ г/см <sup>3</sup> ; Плотность <i>AgBr</i> $\rho_1=6,47$ г/см <sup>3</sup> ; Плотность желатина $\rho_2=1,3$ г/см <sup>3</sup> ; Число атомов в 1 см <sup>3</sup> $-7,88 \cdot 10^{22}$ Среднее $A=29,0$ ; Среднее $Z=13,17$ ; $\bar{S} = 0,18$ мкм; Чувствительность: 45-50 зерен/100 мкм.
Бром	1,36	1,01	
Водород	0,05	3,19	
Углерод	0,28	1,39	
Азот	0,08	0,32	
Кислород	0,28	0,94	
Йод	0,005	0,003	
Сера	0,002	0,004	

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 или лазерным лучом.

Большая толщина слоя эмульсий требует и особых приемов проявления, способных

обеспечить равномерное проявление по глубине. Достигается равномерность или применением очень медленно работающих проявителей со временем проявления (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.

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 до  $500 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$  (осколки деления, многозарядные ионы);
2. эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с потерями энергии до  $20 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$  (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 атомной массе группы атомов:  $H, C, N, O$  и  $AgBr$  при весьма незначительных количествах  $S, I, Au$ . Элементарный состав различных эмульсий почти одинаков, т. е. в отношении ядерных взаимодействий все эмульсии близки друг к другу. Тормозная способность ядерной эмульсии определяется ее элементарным составом. В табл. 7.3 приведены элементный состав отечественной ядерной эмульсии типа Р (релятивистской) и наиболее часто используемые характеристики эмульсий.

### 7.2.4. Взаимодействие заряженных частиц с веществом ядерной эмульсии

Частица во время движения в эмульсии теряет свою энергию как в  $AgBr$ , так и в желатине. Оценим количество пересекаемых частицей микрокристаллов на единице длины трека (линейную плотность микрокристаллов). Предположим для простоты, что все микрокристаллы имеют одинаковую форму шара диаметром  $D$ . Частица пересекает только те из них, центры которых удалены от траектории не более чем на  $D/2$  и заключены в цилиндре радиусом  $D/2$ . Количество таких микрокристаллов на единицу длины пути [1]

$$n_0 = \frac{\frac{\pi \cdot D^2}{4} C}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{D}{2}\right)^2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{C}{D}, \quad (7.38)$$

где  $C$  – объемная концентрация  $AgBr$  в эмульсии. Если подставить в (7.38) типичные значения  $C$  и  $D$  из табл. 7.2, то  $n_0 \approx 250$  на 100 мкм трека частицы. Однако попадание частицы в микрокристалл еще не гарантирует его проявляемости.

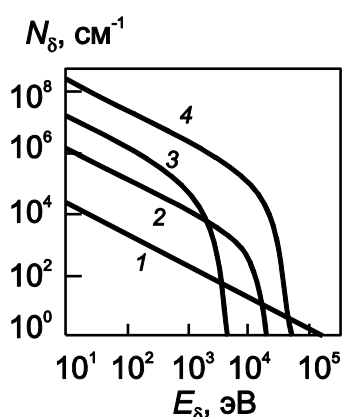


Рис. 7.11. Спектры  $\delta$ -электронов: 1 – электроны с энергией 1 МэВ; 2, 3 – соответственно, протоны и  $\alpha$ -частицы с энергиями 10 МэВ; 4 – космические частицы с  $Z=25$  и энергией 1 ГэВ [1]

В первом приближении можно полагать, что вероятность проявления определяется энергией, потерянной в микрокристалле частицей. Заряженная частица теряет свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Процесс ионизации имеет статистический характер. В результате ионизации может образоваться  $\delta$ -электрон высокой энергии (несколько сотен эВ), и эта энергия будет достаточна для сообщения микрокристаллу способности к проявлению. Таким образом,  $\delta$ -электроны имеют

чрезвычайно большое значение в процессе образования трека частицы.

На рис. 7.11 показаны энергетическое распределение  $\delta$ -электронов  $N_{\delta}(E_{\delta})$  при торможении различных частиц в ядерной эмульсии. Исходя из представленных спектров, можно оценить частоту высокоэнергетических актов передачи энергии (в несколько сотен эВ и более) для различных частиц. Так, на 10 мкм трека: 1–2 события – для релятивистского электрона, 20–30 – для протона с энергией 10 МэВ и  $10^4$  – для высокоэнергетического многозарядного иона.

Следовательно, из всех пересекаемых частицей микрокристаллов в первом случае будет проявляться каждый  $10$ – $20^{\text{й}}$ , тогда, как во втором и третьем случаях, проявятся все. Эти оценки качественно отражены на рис. 7.12 (микрокристаллы, получившие способность к проявлению, заштрихованы).

Экспериментально установлено, что пробег  $\delta$ -электрона с энергией 5 кэВ сравним с характерным размером микрокристалла ядерной эмульсии. Значит, высокоэнергетические  $\delta$ -электроны могут образовывать отдельные различимые треки из нескольких проявленных зерен. Траектория движения электрона с энергией в несколько десятков кэВ представляет собой ломаную линию из-за его многократного рассеяния. Количество таких  $\delta$ -электронов на единицу длины траектории особенно велико у многозарядных ионов, что отражается на структуре трека.

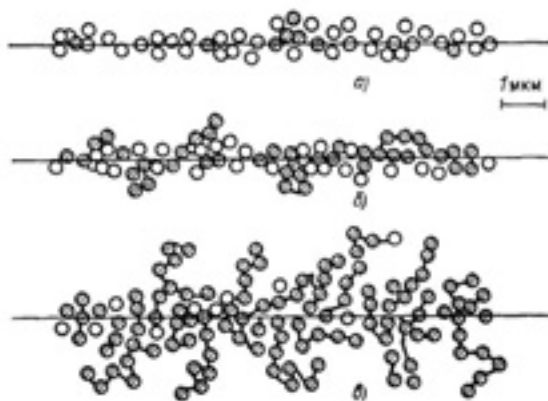


Рис. 7.12. Структура трека различных частиц в ядерной эмульсии: *a* – релятивистский электрон; *b* – протон с энергией 10 МэВ; *v* – многозарядный ион [1]

### 7.2.5. Определение пробега и энергии заряженных частиц

Ядерная эмульсия позволяет измерить пробег частицы с высокой точностью (около 1 мкм). Пробег частицы  $R$  связан с ее энергией и может быть найден численным интегрированием с использованием формулы Бете. Это достаточно хорошо описывает экспериментальные значения.

Пробег частицы обратно пропорционален плотности среды и практически не зависит от других ее параметров. Если учесть, что плотности различных стандартных эмульсий различаются не более чем на несколько процентов при практически одинаковом элементном составе, то данные по пробегам можно считать универсальными для всех типов ядерных эмульсий. Число зерен в треке определяется в основном чувствительностью эмульсии и для разных типов эмульсии может отличаться в несколько раз. На рис. 7.13 представлены зависимости пробег – энергия протонов и  $\alpha$ -частиц в ядерной

эмульсии. Оказалось, что пробеги однозарядных частиц в ядерной эмульсии хорошо описываются степенной зависимостью

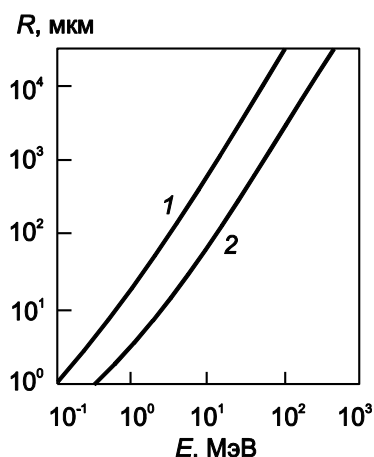


Рис. 7.13. Зависимость пробег – энергия протонов (1) и  $\alpha$ -частиц (2) в ядерной эмульсии [1]

$$E = kR^n, \quad (7.39)$$

где  $k$  и  $n$  – постоянные коэффициенты. В табл. 7.4 приведены значения коэффициента  $k$  для некоторых частиц (для всех частиц  $n = 0,581$  при условии, что пробег измеряется в микрометрах, а энергия в МэВ).

Можно показать в грубом приближении, что пробег тяжелого многозарядного иона также описывается степенной зависимостью. Действительно, пробег иона, состоящего из  $M$  нуклонов с зарядом  $z$ , относится к пробегу протона той же скорости, как

$$R_M / R_p = M / z^2. \quad (7.40)$$

Энергия такого иона

$$E_M = \frac{M \cdot m_p v^2}{2} = M \cdot k \cdot R_p^n = M \cdot k \cdot R_M^n \cdot \frac{z^{2n}}{M^n} = k \cdot M^{1-n} \cdot z^{2n} \cdot R_M^n, \quad (7.41)$$

где  $m_p$  – масса протона,  $v$  – скорость частицы. Соотношение (7.41) справедливо лишь для ионов высоких энергий. При малых энергиях истинный пробег больше расчетного. Расхождение вызвано эффектом перезарядки. Эффект перезарядки заключается в попеременном захвате и испускании тормозящейся частицей орбитальных электронов атомов среды. Заряд частицы уменьшается и флуктуирует, ионизационная способность падает, пробег увеличивается. В этом случае вводят понятие эффективного заряда [1]:

$$z_{\text{эфф}} = z \left[ 1 - \exp \left( - \frac{125 \cdot \beta}{z^{2/3}} \right) \right]. \quad (7.42)$$

Энергетическое разрешение при измерении энергии по пробегу определяется шириной распределений  $\Delta R$  и называется *страгглингом*. Страгглинг обусловлен флуктуациями потерь энергии при торможении частицы в эмульсии. Теоретические оценки этого параметра были сделаны Н. Бором.

Таблица 7.4  
Значения коэффициента  $k$  [1]

Частица	$k$	Частица	$k$
Протон	0,251	Дейтрон	0,336
$\mu$ -мезон	0,101	$\pi$ -мезон	0,113
$K$ -мезон	0,192	Тритон	0,398

### 7.2.6. Измерение времени пролета и времени жизни частиц

Время пролета стабильной заряженной частицы в ядерной эмульсии можно определить по пробегу  $R$  и скорости  $v$ .

В нерелятивистском случае скорость частицы с массой  $M$  и зарядом  $z$  согласно (7.41) равна

$$v = C \cdot z^n \cdot M^{-\frac{n}{2}} \cdot R^{\frac{n}{2}}, \quad (7.43)$$

где  $C$  – константа. Отсюда время пролета

$$t = \frac{M^{\frac{n}{2}}}{C \cdot z^n (1 - \frac{n}{2})} \cdot R^{1 - \frac{n}{2}}. \quad (7.44)$$

Время пролета до остановки протона с энергией 100 МэВ согласно формуле (7.44) составляет  $t \approx 10^{-10}$  с. При высокой скорости необходимо учитывать релятивистские эффекты.

Распад нестабильных частиц может происходить как на лету, так и после остановки. Если ставится задача определения среднего времени жизни частицы, необходимо, чтобы распад происходил на лету. Формула (7.44) справедлива в том случае, если под величиной  $t$  понимать время жизни частицы, а под  $R$  – длину ее трека. Для получения постоянной распада необходимо измерить распределение треков по длине и преобразовать его в распределение по времени жизни, которое описывается экспоненциальным законом [1]:

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\bar{t}}\right), \quad (7.45)$$

где  $N_0$  – полное число треков;  $N(t)$  – число треков частиц с временем жизни больше, чем  $t$ ;  $\bar{t}$  – среднее время жизни.

При регистрации нестабильных частиц и исследовании схем их распадов часто возникает необходимость проследить трек частицы до ее остановки. Пробег в твердом теле на 2–3 порядка меньше, чем в газе. Это обстоятельство сыграло решающую роль при открытии и исследовании схем распадов короткоживущих  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и гиперонов с временем жизни  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  с.

В последние годы интерес к эмульсионному детектору существенно возрос в связи с исследованиями короткоживущих частиц с временем жизни  $10^{-13}$  с и менее.

### 7.2.7. Измерение плотности зерен в треке

Плотность первичных зерен  $n_c$  в треке – мера удельных ионизационных потерь энергии частицы. При больших энергиях  $n_c \sim dE/dx$ . Метод определения различных параметров частицы по плотности зерен часто применяется в ядерной физике.

Выразим  $dE/dx$  и пробег через скорость частицы. Из (7.41) следует, что

$$\frac{dE}{dx} = k \cdot n \cdot z^{2n} M^{1-n} R^{n-1}. \quad (7.46)$$

Пробег частицы

$$R = C \cdot \frac{2}{n} \cdot \frac{M}{z^2} \cdot v^{\frac{2}{n}}. \quad (7.47)$$

Используя выражения (7.46), (7.47), получим для ионизационных потерь [1]

$$\frac{dE}{dx} \sim z^2 \cdot v^{2(n-1)/n}. \quad (7.48)$$

Таким образом, плотность зерен  $n_c$  в совокупности с пробегом  $R$  позволяет определять такие важные параметры, как скорость, заряд или массу частицы.

Плотность вторичных зерен целиком определяется высокоэнергетическими  $\delta$ -электронами с энергией больше 10 кэВ. Такие электроны образуют отдельный трек из нескольких зерен. Плотность треков  $\delta$ -электронов на единице длины следа позволяет судить о заряде и скорости частицы.

### 7.3. Искровые детекторы заряженных частиц

#### 7.3.1. История создания искровых детекторов

В физике высоких энергий широкое распространение получила искровая камера и ее усовершенствованный вариант – стримерная камера, с помощью которой проведено много важных исследований. Искровая камера – один из самых молодых и современных трековых детекторов, в котором успешно сочетаются:

- наглядность трекового детектора;
- быстродействие, ограниченное лишь быстродействием электронной аппаратуры;
- простота и надёжность в эксплуатации;
- автоматизация эксперимента.

Искровая камера появилась в результате многолетних последовательных усилий учёных многих стран. В начале 20-го века было установлено, что электрическая прочность воздушного промежутка между двух электродов падает при пролете заряженных частиц и происходит пробой (возникает искра). Стабильность такого прибора была плохая.

В 1948 г. Кейфель (США) изучал работу искровых счетчиков для измерения координат, но из-за большого мертвого времени и малых размеров пластин, успеха не добился. В 1957 г. Креншоу и Бар применили импульсное питание искровых счетчиков с плоскими электродами. В результате счетчик стал управляемым, повысилась точность локализации следа, и уменьшилось мёртвое время.

В 1958–59 гг. в СССР были созданы управляемые искровые счетчики и первый спектрометр с магнитным полем для быстрых частиц ( $10^{10}$ – $10^{11}$  эВ/с).

В 1959 г. Фукуи и Миямото заменили газ в разрядном промежутке: вместо воздуха применили неон. Характеристики прибора настолько улучшились, что можно было говорить о создании нового прибора – разрядной камеры. Главное её преимущество – возможность одновременной регистрации следов нескольких частиц.

Детальное развитие искровая камера получила в работах советских и зарубежных ученых: Долгошеин, Чиковани, Алиханян; в НИИ ЯФ Томского политехнического университета (института): Руденко Н.С., Усов Ю.П. и их ученики (создание наносекундных генераторов и усовершенствование стримерных камер).

### 7.3.2. Принцип действия искровой камеры

Искровая камера создана на основе более старого детектора – искрового счетчика, состоящего из двух плоских электродов, на которые постоянно подано высокое напряжение. Общим для обоих детекторов является механизм возникновения и развития пробоя в межэлектродном промежутке при прохождении ионизирующей частицы.

Искровая камера состоит из набора плоских электродов, помещенных в объём, наполненный инертным газом (обычно смесью гелия и неона при нормальном давлении). Пластины (через одну) подсоединены к источнику высокого напряжения, а оставшиеся пластины – к земле (рис. 7.14). После того как ионизирующая частица пересекает искровой промежуток, на половину пластин подается импульс высокого напряжения. Электрическое поле между пластинами имеет такую

высокую напряженность (20 кВ/см при нормальном давлении), что в месте первичной ионизации за несколько наносекунд развивается разряд. В общем случае этот разрядный канал параллелен электрическому полю. Носители заряда, образовавшиеся вдоль искры, в промежуток времени между разрядами

убираются слабым постоянным электрическим полем («очищающее поле»), направление которого противоположно направлению импульсного поля. Из-за наличия очищающего поля и из-за диффузии первичных электронов эффективность регистрации искровой камеры зависит от времени задержки между прохождением заряженной частицы и подачей высоковольтного импульса на пластины. Если несколько частиц одновременно пересекают камеру, то эффективность регистрации снижается, поскольку образовавшийся заряд стекает через несколько разрядных каналов. Положение искр

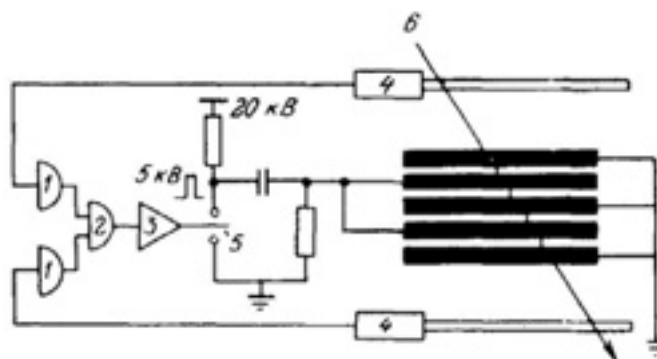


Рис. 7.14. Принцип действия искровой камеры:  
1 – формирователи импульсов; 2 – схема совпадения;  
3 – усилитель; 4 – сцинтилляционные датчики; 5 –  
искровой зазор; 6 – ионизирующая частица [12]

регистрируется либо оптически, либо с помощью магнитострикционного считывания.

**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 в развитии процесса 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:

- если межэлектродный промежуток заполнен смесью газов с различными потенциалами ионизации и возбуждения (например, смесью аргона и паров спирта);

- при возбуждении глубоких атомных уровней того же газа. Сечение поглощения этих фотонов велико – порядка  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>, что при нормальном давлении соответствует длине свободного пробега до поглощения, меньшей  $10^{-2}$  см.

Рассматривая развитие пробоя между электродами, можно выделить следующие стадии этого процесса:

- 1.) формирование и развитие электронной лавины;
- 2.) формирование разряда;
- 3.) разряд.

Для анализа работы искровых детекторов особенно существенна вторая стадия.

Первая стадия развития пробоя в разрядном промежутке с плоскими электродами, а, следовательно, и с постоянной в пространстве напряженностью электрического поля  $E$  совпадает с процессом развития лавины в пропорциональном цилиндрическом и гейгеровском счетчиках, описанным в разделе 3.2.

Суть заключается в том, что при движении в поле с достаточно высокой напряженностью  $E$  электроны приобретают достаточную энергию для ионизации нейтральных молекул и инициирования электронной лавины (ударная ионизация). Число электронов в лавине растет по экспоненциальному закону  $n = n_0 \exp(\alpha \cdot x)$ , где  $x$  – расстояние вдоль поля от точки возникновения первичной ионизации;  $\alpha$  – **коэффициент ударной ионизации** (коэффициент Таунсенда), равный числу вторичных электронов,

образованных на пути 1 см в направлении электрического поля. Коэффициент  $\alpha = \alpha(E/p)$  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. Разряд между двумя плоскими электродами может при достаточно большой напряженности  $E$  развиваться гораздо быстрее, чем в цилиндрическом счетчике, если возникают такие условия, при которых в образовании искрового пробоя главное значение приобретает фотоионизация молекул в ближайших к области, занятой лавиной, слоях газа – механизм, не связанный с медленным движением к электроду тяжелых ионов. Опишем этот механизм.

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. Поэтому чем больше  $E_S$ , тем меньше  $\alpha$  и тем медленнее развивается лавина. Если лавина в своем движении прошла такое расстояние  $l_{\text{крит}}$ , при котором  $E_S$  приближенно равно напряженности внешнего поля, то рост лавины прекращается совсем. Её пространственный заряд в это время равен  $en_0 \exp(\alpha \cdot l_{\text{крит}})$ . Развитие разряда зависит от того, успела ли лавина, проходя между электродами, достичь критического значения  $l_{\text{крит}}$ .

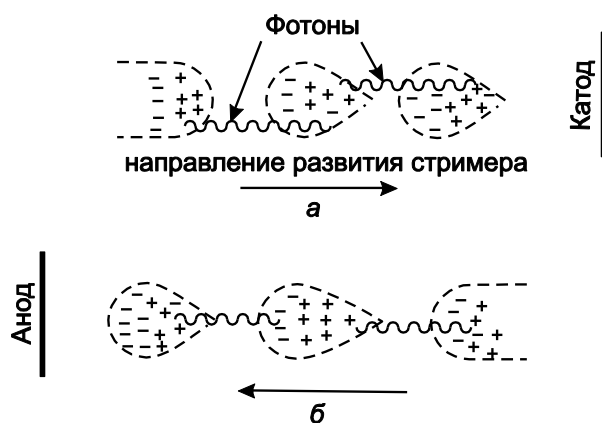


Рис. 7.15. Схемы развития положительного (а) и отрицательного (б) стримеров [2]

При малом разрядном промежутке  $d$  и малом давлении газа  $p$ , когда значения  $l_{\text{крит}}$  невозможно достичь, дальнейшее развитие разряда связано с движением положительных ионов к катоду и вырыванием из него новых электронов, т. е. происходит за времена порядка десятков микросекунд. При больших значениях  $p$  и  $d$  (и при достаточно большом  $E$ ) лавина достигает критических размеров внутри разрядного промежутка, и пробой происходит гораздо быстрее за времена порядка десятка наносекунд, вследствие возникновения сильного электрического поля объемного разряда в лавине, достигшей критического размера. Объясняется это тем, что впереди и сзади лавины напряженность поля 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 лавин в направлении оси



основной, т. е. там, где пространственный заряд усиливает внешнее электрическое поле и его напряженность максимальна.

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 в результате того же процесса – ионизации близлежащих слоев газа фотонами из основной лавины и образования дочерних лавин. Развитие положительных и отрицательных стримеров показано на рис. 7.15. Ясно, что образование стримера возможно лишь в том случае, когда в результате развития первой лавины образовался как минимум один фотоэлектрон, способный вызвать вторичную лавину. Существует эмпирическое условие перехода от лавины к стримеру

$$\alpha \cdot d \geq 20, \quad (7.49)$$

где  $\alpha$  – показатель в формуле, описывающей развитие лавины (*коэффициент ударной ионизации*), по смыслу совпадающий с обратной длиной свободного пробега электрона до ионизации;  $d$  – межэлектродное расстояние. Длительность второй стадии, т. е. время формирования разряда (рис. 7.16) при больших значениях напряженности ( $E > 50$  кВ/см), порядка  $10^{-9}$  с и не зависит от длины разрядного промежутка.

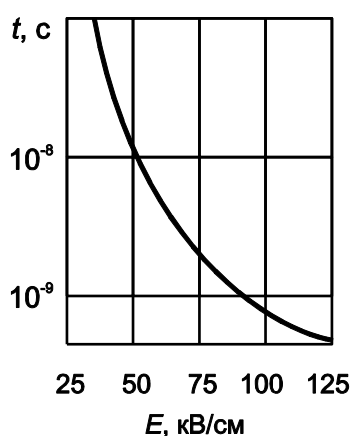


Рис. 7.16. Зависимость времени формирования искрового разряда  $t$  от напряженности электрического поля для воздушного промежутка [2]

В последней стадии после замыкания стримерами межэлектродного промежутка искровой канал, вследствие интенсивной ионизации внутри и вне его, заполняется высокотемпературной плазмой. В этом канале за счет энергии внешнего электрического поля выделяется огромная энергия порядка  $0,1 \div 1$  Дж 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, 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.

### 7.3.3. Искровой счетчик с постоянным питанием

Искровой счетчик 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, в результате образования стримеров. При достаточно большом потенциале на пластинках начавшаяся ударная ионизация завершается возникновением искрового пробоя, который обычно сопровождается хорошо слышимым щелчком. Визуально наблюдается яркая, четко 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 ионизирующей частицы и ее регистрацией меньше  $10^{-9}$  с. При очень больших напряженностях электрического поля при заполнении межэлектродного промежутка смесью газов аргон – пары спирта удается получить импульс со счетчика с фронтом  $10^{-10}$  с и флуктуациями фронта  $10^{-11}$  с.

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 порядка  $10^{-3}$  с, 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 большой гасящий резистор 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  $\text{см}^2$ . Большая мощность разряда определяет и малый срок службы счетчиков без перенаполнения. После  $10^4 \div 10^8$  импульсов счетчик необходимо очистить и вновь заполнить. Чтобы счетчик работал уверенно, т. е. отсутствовали ложные разряды, необходимы тщательная очистка поверхности и краев электродов.

### 7.3.4. Управляемый искровой счетчик

Качественно новые возможности искровых счетчиков выявились после применения импульсного питания. Структурная схема включения счетчика дана на рис. 7.17. Высокое напряжение подается на электроды только в том случае, когда нужная частица прошла через запускающие счетчики.

Сигнал подачи импульсного напряжения может поступить и не от запускающих счетчиков (телескопа счетчиков), а от любого генератора сигнала, например, от схемы управления импульсного ускорителя частиц.

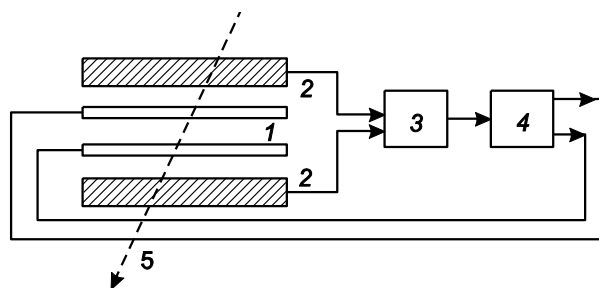


Рис. 7.17. Структурная схема искрового счетчика с импульсным питанием: 1 – искровой счетчик; 2 – телескоп счетчиков; 3 – схема совпадений; 4 – источник импульсного напряжения, запускаемый схемой совпадений; 5 – траектория частицы

При таком включении искровой детектор уже не является счетчиком всех проходящих частиц, как обычный плоскопараллельный искровой счетчик с постоянным питанием. С его помощью по месту возникновения искры можно определить 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  $\tau_m$ , 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. Характерное значение  $\tau_m$  – 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**  $\tau_{II}$  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  $\tau_{\Pi} + \tau_{\text{имп}}$ , где  $\tau_{\text{имп}}$  – длительность импульса высокого напряжения на электродах. Время памяти зависит в основном от вида газа и значения очищающего напряжения. Величина  $\tau_{\Pi}$  может меняться от долей микросекунды до сотен микросекунд.

Хорошие временные характеристики счетчика или камеры получаются тогда, когда  $\tau_{\Pi}$  близко к времени задержки высоковольтного импульса  $\tau_3$ . При  $\tau_{\Pi} < \tau_3$  мала эффективность регистрации, при больших  $\tau_{\Pi}$  детектор будет обладать плохой разрешающей способностью во времени, одновременно будет регистрироваться много следов, обусловленных одновременными 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.

Эффективность регистрации заряженной частицы в счетчике можно оценить по формуле [2]

$$\varepsilon_{\text{рег}} = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{dE}{dx} \right) \cdot \left( \frac{\rho}{\omega} \right) \cdot (d - l_{\text{крит}}) \right], \quad (7.50)$$

где  $\rho$  – плотность газа;  $\omega$  – энергия, затрачиваемая на образование пары ионов в газе. Это выражение получено из распределения Пуассона и выражает вероятность рождения заряженной частицей хотя бы одного электрона в зоне глубиной  $d - l_{\text{крит}}$ . Величина  $\varepsilon_{\text{рег}}$  заметно меньше единицы при  $d \approx l_{\text{крит}}$  и малых давлениях газа. Эффективность можно повысить, увеличив, например,  $d$ , но это приведет к росту времени памяти  $\tau_{\Pi}$ , что не всегда приемлемо.

### **7.3.5. Искровая камера**

От управляемого искрового счетчика камера отличается только большими размерами 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 ( $10 \div 20$  кВ) длительностью около  $10^{-7}$  с. 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. 7.18 приведена схема искровой камеры и показаны пробой межэлектродных промежутков, определяющие траекторию частицы. Площадь электродов в больших камерах может достигать десятков квадратных метров. Межэлектродные расстояния могут меняться от нескольких миллиметров до десятков сантиметров, определяя во многом свойства камеры.

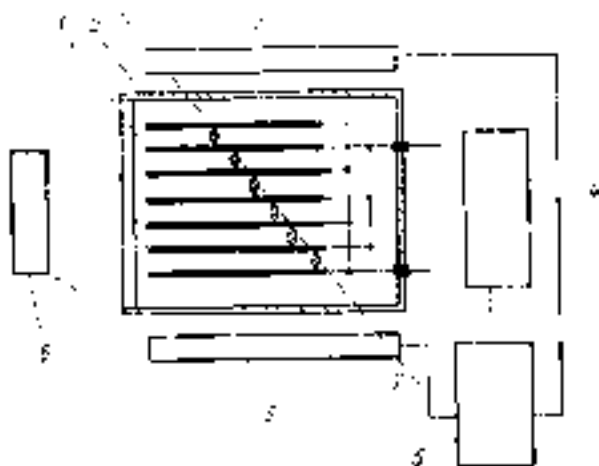


Рис. 7.18. Схема искровой камеры:

1 – электроды камеры; 2 – герметичный кожух; 3 – управляющие счетчики; 4 – схема совпадений; 5 – источник питания; 6 – стереофотоаппарат; 7 – траектория заряженной частицы

Мертвое время камеры, конечно, не может быть меньше мертвого времени отдельного разрядного промежутка, которое с помощью специальных мер, в частности подбором смеси газов, наполняющих камеру, можно уменьшить до 100 мкс. На практике мертвое время всей камеры часто ограничивается не скоростью восстановления начальных условий в разрядном промежутке, а скоростью работы вспомогательных устройств: киноаппаратуры, источников импульсного питания. Некоторые типы искровых камер способны

зарегистрировать до 1000 событий в 1 с.

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 первичных ионов за счет совместного действия постоянного 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, например время памяти, в значительной мере зависят от свойств заполняющего камеру газа. Обычно выделяют воздушные камеры, относя к ним также камеры с воздушно-арговым наполнением, и камеры с наполнением благородными газами.

### 7.3.6. Проволочная искровая камера

**Модуль проволочной искровой камеры состоит из системы проволочных электродов, расположенных в двух параллельных плоскостях под некоторым углом друг к другу. Между плоскостями создается электрическое поле. Искровой промежуток образован двумя проволочками, находящимися под углом друг к другу (например, под углом  $90^\circ$ ) [1]. Это позволяет определять две координаты искры (рис. 7.19). Искровая камера может состоять из произвольного числа модулей, причем их можно располагать под любыми углами относительно друг друга для исключения неопределенности в измерении координат в случае прохождения через камеру одновременно нескольких частиц. Пространственное разрешение такой камеры зависит от расстояния между проволочками (обычно порядка 1 мм). Диаметр нити 0,1 мм. Считывание информации осуществляется обычно либо с помощью ферритовых колец, помещенных на концах проволочных электродов, либо с помощью магнестрикционных линий.**

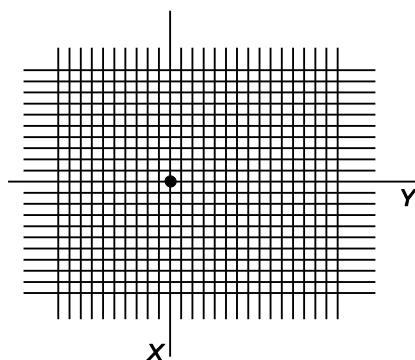


Рис. 7.19. Модуль проволочной искровой камеры

**Камеры с ферритовыми кольцами.** На каждую проволочку помещается кольцо, намагниченное в одном направлении. Ток искры, протекающий по проволочке, перемагничивает соответствующие кольца, и таким образом отмечается проволочка, на которой образовалась искра. Для перемагничивания кольца требуются незначительные токи (единицы ампер). Типичное пространственное разрешение для камер этого типа составляет 0,2-0,5 мм.

**Магнестрикционные камеры.** Метод определения координаты основан на том, что электромагнитное поле, вызываемое искрой, вызывает звуковую волну в магнестрикционной линии. Координату проволочки, через которую прошла искра, определяют по времени распространения звука в магнестрикционной линии. Обычно магнестрикционную линию помещают перпендикулярно проволочкам в непосредственной близости от них. На одном конце магнестрикционной линии расположена приемная катушка. После образования искры магнитное поле, возникающее вблизи соответствующей проволочки, вызывает местное растяжение (или сжатие) участка магнестрикционной линии. По времени распространения этого

возмущения определяют координату проволоочки. Координату второй проволоочки, через которую прошла та же самая искра, определяют аналогичным образом. Типичное пространственное разрешение, получаемое с помощью магнитострикционного метода считывания, составляет в экспериментах 0,25–0,3 для заземленных электродов и 0,4–0,5 мм для высоковольтных электродов (искра проходит между ними).

***Недостатки искровой камеры:***

- пространственная неизотропность;
- отсутствие информации о первичной и вторичной ионизации.

*Искровой разряд стирает различия в удельной ионизации: искра от быстрого электрона и искра от многозарядного иона неотличимы друг от друга. В этом смысле **искровая камера не совсем является трековым детектором**. Структура следа в ней характеризует не частицу, породившую след, а канал искрового разряда, развивающийся вдоль следа. Общий недостаток искровых камер – большое мертвое время и невозможность “дискриминации” событий по амплитуде импульса.*

### **7.3.7. Стримерная камера**

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 1964 г. недостатки искровой камеры были в значительной степени устранены в основном трудами советских ученых. В результате были разработаны 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*. Главная особенность стримерной камеры состоит в искусственном обрывании газового разряда на стадии развития стримера. Разряд при этом не замыкается на электроды. След частицы состоит из нескольких светлых штрихов, длина которых может составлять всего несколько миллиметров.

Было установлено, что при укорочении длительности высоковольтного импульса можно добиться такого режима, когда стримеры, образующиеся вдоль следа частицы, не достигают электродов и повисают в объеме камеры. Последующее укорачивание длительности импульса приводит к постепенному непрерывному уменьшению размеров стримеров (вдоль вектора напряженности электрического поля) и уменьшению их яркости (рис. 7.20). Уменьшение размеров стримеров происходит симметрично с обеих сторон относительно следа частицы, вблизи которого начинается лавинно-стримерный переход.

Последовательность во времени процесса образования стримера показана на рис. 7.21. Заряженная частица проходит параллельно электродам камеры и в момент времени  $t_1$  формирует на своем пути кластер электрон-ионных пар. Одновременно частица запускает триггер высокого напряжения. В момент времени  $t_2$  в направлении электрического поля начинает развиваться лавина. Она первоначально имеет каплеобразную форму из-за различной подвижности электронов и ионов ( $t_3$ ). Электрическое поле пространственного заряда в лавине добавляется к внешнему полю. Фотоны ультрафиолетового излучения, испускаемые в лавине, вызывают образование вторичных лавин ( $t_4$ ). Вторичные и первичные лавины образуют два плазменных канала: положительный стример и отрицательный, – которые распространяются по направлению к обоим электродам. Эти стримеры растут со скоростью  $\sim 10^8$  см/с. Если импульс высокого напряжения прикладывается к электродам на достаточно долгое время, то стримеры достигают электродов – возникает искра (*режим искровой камеры*). Для работы в режиме стримерной камеры требуется очень короткий ( $< 1$  нс) импульс высокого напряжения, чтобы электрический разряд обрывался на стадии развития стримеров и след частицы оставался *«редким»*.

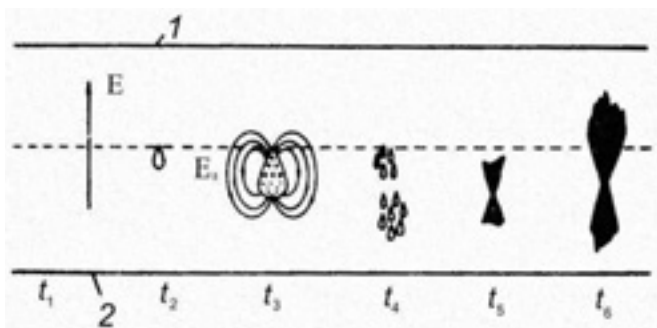


Рис. 7.21. Временное и пространственное развитие стримера: 1 – катод; 2 – анод [12]

Локализация разряда вблизи ионизационного трека частицы осуществляется с помощью высокочастотного электрического поля. Регистрация следов частиц на стадии электронных лавин дает максимальную изотропность свойств и максимальную информацию об удельной ионизации частицы. Однако при этом возникают трудности при регистрации слабосветящегося следа. Следы частиц на стадии электронных лавин регистрируют либо усилением света с помощью ЭОП (электронно-оптический преобразователь), либо благодаря конденсации капель на ионах (разрядно-конденсационная камера).

Важная особенность детектора нового типа, получившего название стримерная камера, – использование очень коротких ( $10^{-8}$  с) высоковольтных импульсов, которые вызывают появление стримеров вдоль ионизационного

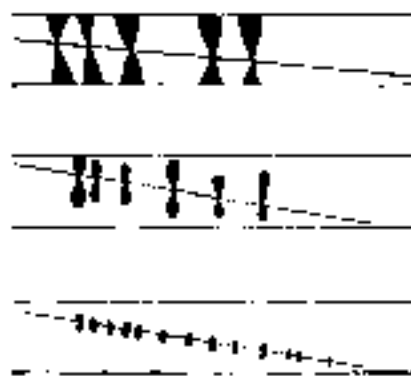


Рис. 7.20. Уменьшение длины стримеров при уменьшении длительности импульса высокого напряжения [1]

Регистрация следов частиц на стадии электронных лавин дает максимальную изотропность свойств и максимальную информацию об удельной ионизации частицы. Однако при этом возникают трудности при регистрации слабосветящегося следа. Следы частиц на стадии электронных лавин регистрируют либо усилением света с помощью ЭОП (электронно-оптический преобразователь), либо благодаря конденсации капель на ионах (разрядно-конденсационная камера).

Локализация разряда вблизи ионизационного трека частицы осуществляется с помощью высокочастотного электрического поля.

Регистрация следов



трека регистрируемой частицы. Число стримеров зависит как от первичной, так и от вторичной ионизации, поэтому стримерная камера может быть отнесена к трековым детекторам.

Поскольку размеры стримеров небольшие, стримеры способны воссоздавать треки, идущие в любом направлении, а не только от одной пластины к другой. Кроме того, в стримерной камере можно зарегистрировать практически любое количество одновременно возникших треков.

Искровые камеры, работающие в режиме незаконченного разряда, обладают очень ценным свойством: у них яркость отдельных искр различна для частиц с разной ионизирующей способностью, т. е. зависит от начальной



Рис. 7.22. Событие, вызванное  $\pi$ -мезоном с энергией 300 ГэВ в жидководородной мишени. Треки продуктов реакции зарегистрированы в стримерной камере с размерами  $200 \times 120 \times 72 \text{ см}^3$  [12]. Негативное изображение фотографии

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.).

Стримерную камеру можно применять для детектирования частиц, летящих не только от мишени вне камеры, но и от мишени, помещенной в саму камеру. Мишень внутри камеры можно выполнить, например, в виде полой трубки малого диаметра, через которую направляется пучок хорошо сколламированных первичных частиц, например, фотонов. Наполнить такую трубку-мишень можно любым газом: водородом, дейтерием, изотопами гелия. В рабочий объем камеры можно

помещать и твердые мишени, но из непроводящих материалов.

Высокое качество фотографий современных стримерных камер демонстрируется на рис. 7.22. Эта камера была использована в эксперименте NA-5 в CERN, в котором исследовались адронные взаимодействия при высоких энергиях [21]. Стримерные камеры с очень хорошим пространственным разрешением были разработаны в Йельском университете для измерения времени жизни очарованных частиц в области времен  $\sim 10^{-13} \text{ с}$  [22]. Для частицы с массой 2 ГэВ и импульсом 20 ГэВ/с данное время жизни соответствует среднему пути до распада  $\sim 300 \text{ мкм}$ . Такая камера

работает при давлении 24 атм., а электрическое поле напряженностью 330 кВ/см создается импульсом напряжения длительностью 0,5 нс. Достигнутое пространственное разрешение составляет 32 мкм [23].

### **7.3.8. Конструктивные особенности стримерной камеры**

Современная стримерная камера представляет собой замкнутый сосуд объемом от 1 см<sup>3</sup> до нескольких кубических метров. Камера наполняется чаще всего *неон-гелиевой* смесью до давления 10<sup>5</sup> Па. В качестве прозрачного электрода, через который производится фотографирование, применяют либо стекло с проводящим покрытием, либо проволочную сетку.

В рабочий объем камеры могут помещаться диэлектрические конверторы, пластиковые сцинтилляторы, мишени, наполненные твердым, жидким или газообразным водородом.

Для получения стримеров достаточной яркости в камере, наполненной неон-гелиевой смесью, необходимо создать напряженность электрического поля 20 кВ/см на время 10<sup>-8</sup> с.

Высоковольтное питание больших стримерных камер осуществляется по стандартной схеме: источник постоянного напряжения ⇒ генератор высоковольтных импульсов напряжения (ГИН) ⇒ формирующая линия ⇒ электроды камеры ⇒ согласующий резистор.

Генератор высоковольтных импульсов напряжения (ГИН) преобразует постоянное высоковольтное напряжение в импульсное, имеющее в 10–30 раз большую амплитуду. Формирующая линия заряжается до этого напряжения за время 0,2–0,5 мс. Полное время от момента прохождения частицы до возникновения стримера составляет 0,5–0,8 мкс. За это время электроны диффундируют из трека на расстояние 0,4–0,5 мм. Точность определения координат следа с учетом размера стримера составляет 0,3 мм.

В качестве формирующей линии обычно используется специальная коаксиальная или полосковая линия, которая позволяет вдвое увеличить амплитуду сформированного импульса по сравнению с обычной разомкнутой линией. Электроды камеры образуют полосковую линию с волновым сопротивлением 20–40 Ом, соединенную с формирующей линией. Проходящий по камере импульс с амплитудой 500–800 кВ гасится согласующим резистором.

Характерные параметры стримерной камеры можно видеть на примере одной из действующих камер в Стэнфордском центре в США. Ее рабочий объем имеет размеры: длина 2,3 м, ширина 1,5 м и высота 60 см. Импульсный генератор дает импульсы до 1,3·10<sup>6</sup> В, что в два раза превышает необходимое для запуска камеры напряжение. Для импульсов с амплитудой 6·10<sup>5</sup> В пиковый ток составляет около 2,6·10<sup>4</sup> А. Окружающий камеру 400-тонный магнит мощностью 6 МВт создает магнитное поле с индукцией 1,5 Тл.

**Наполнение камеры.** Как уже упоминалось, наиболее часто объем камеры заполняется неон-гелиевой смесью (90–70% Ne+10–30% He), дающей наибольшую яркость следов. Иногда для снижения рабочего напряжения в объем камеры добавляют примерно 0,25% изобутана (C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>).

Применение других благородных газов показало, что каждый из них может служить рабочим газом, однако достигаемая яркость следов в них обычно меньше, чем в неоне.

Примеси воздуха, паров спирта или йода уменьшают яркость следов в стримерной камере, наполненной неоном. Электроотрицательные добавки ( $SF_6$ , фреон,  $O_2$  и др.), захватывая электроны, существенно уменьшают время памяти. Важно выбрать примесь так, чтобы она не сильно уменьшала яркость треков и не увеличивала подвижность электронов, что ведет к увеличению длины стримера.

Большой интерес представляют камеры, наполненные гелием и водородом, в связи с использованием рабочего газа в качестве мишени. Основное преимущество такой камеры – большая скорость набора статистики в интенсивных пучках (до  $10^6$  част./с), возможность регистрировать редкие события, возможность наблюдения протонов отдачи малой энергии. Для получения фотографируемых следов в наполненной чистым водородом камере необходимо иметь электрический импульс длительностью менее 6 нс и напряженностью  $(70 \pm 10)$  кВ/см. Небольшие добавки метана или  $SF_6$  позволяют уменьшить напряженность электрического поля примерно до 50 кВ/см. Высокие требования предъявляются также к стабильности амплитуды импульса. Полная ширина распределения на половине высоты должна быть не более 3%. Таким образом, для создания водородонаполненных камер с межэлектродным расстоянием 10–20 см требуются высоковольтные генераторы с малым временем нарастания импульса, малой длительностью импульса и стабильностью амплитуды.

Работы с камерами, заполненными водородом, показали, что разряд в нем характеризуется очень малым световым выходом в видимой области спектра, и для возможности регистрации стримеров в обычном режиме требуются большие напряженности электрического поля. В водороде наблюдается быстрое установление пробойного промежутка, поскольку малое время жизни возбужденных уровней водорода около 1 нс, высвечивающихся в дальней области ультрафиолетового диапазона, приводит к быстрой фотоионизации газа. При добавлении метана к водороду яркость следов увеличивается, что позволяет фотографировать следы в водороде при давлении газа около  $4 \cdot 10^4$  Па.

Кроме перечисленных газов, для наполнения стримерной камеры используется также азот и углекислый газ.

**Временные характеристики стримерной камеры.** Время памяти стримерной камеры определяется временем «*рассасывания*» трека. В чистом инертном газе за счет диффузии электронов трек размывается и через 100–150 мкс практически исчезает. Изменяя время запаздывания высоковольтного импульса, можно усиливать трек на различных стадиях его существования. Так, при малом времени запаздывания высоковольтного импульса число стримеров характеризует первичную ионизацию; при большом времени запаздывания – полную ионизацию.

Большое время памяти позволяет с помощью двухимпульсного высоковольтного питания различать частицы, попавшие в камеру неодновременно. На стримерной камере двухимпульсное питание было применено для выделения  $\mu - e$  – распадов. После прохождения через камеру мюона подается высоковольтный импульс с амплитудой 300 кВ и длительностью 40 нс, который размножает электроны в треке мюона. Через 6 мкс (за это время распадается примерно 90% остановившихся мюонов) подается импульс с амплитудой 800 кВ и длительностью 20 нс, усиливающий треки мюона и электрона. В результате подачи двух высоковольтных импульсов след мюона выглядит ярче, чем след электрона. Относительная яркость следов мюона и электрона можно регулировать в широких пределах изменением амплитуды предварительного и основного импульсов.

Как уже упоминалось, введение электроотрицательных добавок существенно уменьшает время памяти вследствие захвата электронов в процессе термализации. Время памяти в этом случае определяется временем жизни свободных электронов до захвата их электроотрицательной примесью. Изменяя концентрацию примеси, можно изменять время памяти в широких пределах.

В принципе прилипание электронов можно использовать и для увеличения времени памяти стримерной камеры. Прилипание электрона и образование электроотрицательного иона как бы стабилизирует трек. Диффузионное размытие такого трека существенно замедляется. Если в какой-то момент времени разрушить отрицательные ионы, то в электрическом поле большой напряженности возможно развитие стримеров на электронах.

Скорость развития стримера  $10^8$  см/с, поэтому по длине стримера можно определять промежуток времени между началом и концом развития стримера. Мертвое время стримерной камеры существенно меньше  $10^{-3}$  с. Цикл работы камеры в основном определяется техническими факторами (время зарядки конденсатора, фотографирования и т. д.).

### **7.3.9. Пространственное разрешение**

След частицы в стримерной камере состоит из светящихся штрихов, представляющих собой начальные участки анодного и катодного стримеров. Эти штрихи (сгустки плазмы) вытянуты по полю на 5–15 мм с поперечными размерами около 1 мм.

Несмотря на то, что ширина следа частицы вдоль электрического поля составляет несколько миллиметров, точность определения координаты следа при соответствующей обработке экспериментальных данных может составлять 0,25–0,4 мм.

Таким образом, пространственная локализация следов частиц в стримерной камере такого же порядка, как в камере Вильсона.

Регистрация большого числа частиц, одновременно проходящих через камеру, может привести к уменьшению напряженности электрического поля в ее объеме. Экспериментально показано, что при времени памяти около

1 мкс стримерная камера может работать в пучках частиц, когда через объем камеры проходит  $\sim 10^8$  частиц в секунду.

### **7.3.10. Определение первичной и вторичной ионизации**

В 1968 г. было установлено, что при определенных условиях число стримеров на следе релятивистской частицы в стримерной камере соответствует числу первичных ионизационных столкновений (первичной ионизации) [1]. Для осуществления этих условий необходимо, чтобы задержки между прохождением частицы и высоковольтным импульсом были достаточно малы ( $\tau_3 \approx 150$  мкс). При увеличении времени задержки ( $\tau_3 > 150$  мкс) число стримеров на 1 см растет. При больших задержках можно осуществить режим, когда число стримеров пропорционально полной ионизации. В этом случае благодаря диффузии электроны отходят друг от друга на расстояния, при которых каждый электрон формирует стример.

### **7.3.11. Методы получения информации**

Существуют два различных метода получения изображения трека в стримерной камере [1]. Первый, наиболее широко распространенный метод заключается в фотографировании светящегося стримера, второй – в регистрации возникающих оптических неоднородностей. Интенсивность свечения существенно зависит от того, на какой стадии разряда происходит фотографирование. Как уже упоминалось, чем раньше обрывается разряд, возникающий на следе частицы, тем лучше локализация следа, но тем труднее его сфотографировать.

Весьма существенна автоматизация съема информации. Обычно полученные фотографии обрабатываются на измерительных автоматах. Скорость получения информации ограничивается частотой работы фоторегистратора.

С целью автоматизации процесса фотографирования применяют телевизионные системы. В качестве передающего телевизионного устройства можно использовать ЭОП с электростатической памятью. Время съема информации при этом составляет несколько десятков миллисекунд.

В 1970 г. было предложено заменить фотографирование стримеров в стримерной камере их визуализацией в проходящем свете лазера. Оказалось, что форма и размеры полученных изображений зависят от времени задержки момента регистрации по отношению к началу разряда в камере. При малых задержках лазерного импульса (50 нс) в смеси гелия с метаном регистрируются только отдельные элементы трека. С увеличением задержки до значений 100–200 нс число наблюдаемых элементов трека растет и становится сравнимым с числом первичных ионизационных столкновений. До определенного момента времени (400–500 нс) увеличивается и размер изображения. При большом времени наблюдается ударная волна.

Совершенствование метода лазерной регистрации треков в стримерной камере требует знания природы оптической неоднородности в области стримера. Степень оптической неоднородности ионизованного газа может

быть оценена величиной изменения его коэффициента преломления от коэффициента преломления окружающего газа. Для определения степени оптической неоднородности, образуемой стримером, необходимо знать плотность газа и концентрацию электронов в нем.

Оценки показывают, что электронная компонента не дает существенного вклада в образование оптической неоднородности. Следовательно, оптические неоднородности обусловлены в основном изменением плотности газа в разряде за счет разогрева газа электронами. Вблизи трека газ нагревается до высоких температур порядка  $1000^{\circ}\text{K}$ . Быстрое изменение температуры газа в ограниченном объеме приводит к увеличению давления газа и затем к его расширению.

Оценки плотности газа в расширяющемся объеме стримера показывают, что чувствительность метода увеличивается при увеличении давления газа в камере. В таких важных с точки зрения ядерной физики газах-мишенях, как водород, метан, гелий, тепловое изображение треков с помощью лазерной регистрации может быть получено при сравнительно небольших напряженностях электрического поля.

### **7.3.12. Применение стримерной камеры**

В настоящее время стримерная камера находит применение в различных областях физики. Ввиду ее быстродействия наиболее широкое применение она находит в экспериментах на ускорителях. Практически в каждой лаборатории, имеющей ускоритель, работают стримерные камеры,

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 можно сделать весьма тонкими, чтобы обеспечить хорошее пространственное разрешение, а, следовательно, и энергетическое разрешение. Энергию частицы можно определить по длине трека в искровой камере с погрешностью до 1–2%, т. е. с погрешностью, определяемой статистическими флуктуациями в длине пробега.

До последнего времени стримерные камеры использовались в качестве детекторов достаточно больших размеров (порядка  $1\text{ м}^3$ ). Большие камеры, работающие при атмосферном давлении, применяются в качестве спектрометров заряженных частиц. Для этого они помещаются в магнитное поле. При этом появляется возможность определить угловое распределение частиц и кривизну следа частицы, а, следовательно, знак заряда и импульс. Точность определения импульса зависит линейно от пространственного разрешения камеры и квадратично от длины трека. Поэтому в спектрометрии целесообразно применять большие камеры.

Отсутствие многократного рассеяния из-за малой плотности вещества обеспечивает высокую точность определения этих характеристик. Камера позволяет измерить первичную ионизацию с точностью, достаточной для идентификации частиц по релятивистскому росту ионизации в треке.

Целесообразно использовать камеру с жидководородными мишенями, а также камеры, наполненные водородом или гелием, в которых газ служит мишенью.

После открытия нестабильных частиц появился мощный стимул для разработки стримерных камер с высоким пространственным разрешением, в которых можно непосредственно наблюдать рождение и распад нестабильных частиц.

Большое преимущество стримерных камер заключается в том, что стримерная камера является управляемым детектором, который может работать с малым временем памяти (порядка  $10^{-6}$  с).

Для получения необходимого пространственного разрешения необходимо, чтобы размер стримеров и их разброс относительно траектории частицы были достаточно малы. Использование камер, работающих при высоком давлении газа, позволяет получить стример малых размеров.

Таблица 7.5

Сравнительные характеристики трековых детекторов [2]

Детектор	Пространственное разрешение, см	Время чувствительности, с	Управляемость	Мёртвое время, с
Ядерная эмульсия	$10^{-4}$	$\infty$	Нет	0
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	$10^{-2}$

Более сложная проблема – устранение разброса точек возникновения стримеров. Данная проблема возникает из-за термализации и диффузии электронов до подачи высоковольтного импульса. Эти процессы устанавливают верхний предел для пространственного разрешения стримерной камеры.

Существенную роль играет задержка высоковольтного импульса относительно момента прохождения частицы. Для улучшения пространственного разрешения эту задержку следует уменьшать. В принципе, наилучшее разрешение будет достигнуто, если электрическое поле будет создано в камере до впуска частиц в камеру.

Стримерные камеры могут использоваться в качестве трековых детекторов в экспериментах на накопительных кольцах [24]. Сравнительные характеристики трековых детекторов приведены в табл. 7.5.

## 8. МНОГОДЕТЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ

### 8.1. Телескопы и годоскопы

Многодетекторные системы служат для получения пространственного и временного распределения частиц. Простейшая многодетекторная система – телескоп счетчиков. Назначение телескопа – выделить частицы, летящие в определенном направлении в определенный момент времени. Телескопы

счетчиков очень широко применяются совместно с другими детекторами для выделения определенных событий. Практически все управляемые детекторы работают совместно с телескопом счетчиков. Например, все управляемые трековые детекторы, такие как искровые и стримерные камеры, камеры Вильсона, разрядно-конденсационные камеры, регистрируют треки частиц в результате действия импульса электрического поля от генератора высоковольтных импульсов, запускаемого телескопом счетчиков.

Аналогичные схемы применяются для годоскопов счетчиков с импульсным питанием. Годоскоп счетчиков – это система детекторов, расположенных в определенной последовательности. Годоскоп позволяет определять пространственное распределение частиц.

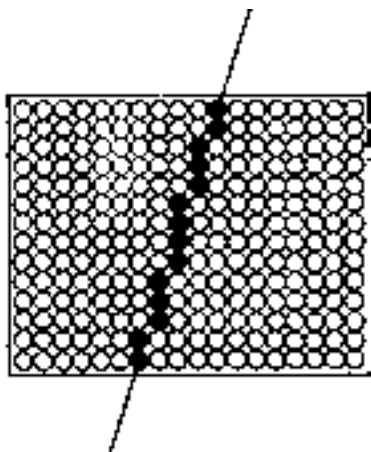


Рис. 8.1. Годоскоп счетчиков

Наиболее простой годоскоп – это годоскоп газоразрядных счетчиков (например, счетчиков Гейгера–Мюллера), каждый из которых соединен со своим регистратором. Быстрая заряженная частица, проходя через такой годоскоп, вызывает срабатывание счетчиков, расположенных на ее пути (рис. 8.1). Соответствующая электронная система зарегистрирует координаты всех сработавших счетчиков.

Недостаток годоскопа газоразрядных счетчиков – большой собственный фон счетчиков, который может дать имитацию изучаемого события. Характеристики годоскопа существенно улучшаются при импульсном питании счетчиков, когда годоскоп настраивается на регистрацию вполне определенного события (например, с помощью телескопа счетчиков). Годоскопы на основе газоразрядных счетчиков имеют сравнительно плохое временное разрешение, что не позволяет применять их в пучках большой интенсивности.

Существенно лучшими временными характеристиками обладают телескопы и годоскопы на основе сцинтилляционных и черенковских детекторов. Наиболее простой является система, состоящая из сцинтилляторов, каждый из которых оптически связан с одним умножителем. Возможны и более сложные системы оптической связи сцинтиллятора и ФЭУ, позволяющие осуществлять кодировку событий.

Вместо ФЭУ можно применить ЭОП. Тогда вместо годоскопа можно получить так называемую люминесцентную камеру – прибор, состоящий из большого числа сцинтиллирующих нитей (или стержней) диаметром около одного миллиметра, торцы которых находятся в оптическом контакте с катодом ЭОП. На экране ЭОП будет наблюдаться картина подобная, показанной на рис. 8.1.

Камера на разрядных трубках также является примером годоскопа. Между двумя металлическими электродами помещаются заполненные неоном или неоном-гелием стеклянные трубки, стеклянные сферы («трубки



Конверси» [11, 12]) или полипропиленовые пластиковые трубки прямоугольного сечения (см. рис. 8.2).

После пролета заряженной частицы через стопку разрядных трубок к электродам прилагается импульс высокого напряжения, инициирующий газовый разряд в тех трубках, через которые пролетела частица. Газовый разряд распространяется по всей длине трубки, что приводит к появлению тлеющего разряда во всей трубке. Типичная длина трубки составляет около 2 м при ее диаметре от 5 до 10 мм. Тлеющий разряд можно усилить с помощью импульса высокого напряжения так, что становится возможным сфотографировать разрядные трубки из конца в конец. Однако можно воспользоваться и чисто электронным считыванием с помощью сигнальных следящих электродов, установленных на лицевой поверхности разрядных трубок [11]. Сигнальные следящие электроды подают большие сигналы, которые можно обрабатывать напрямую без предварительного усиления.

В зависимости от диаметра трубок пространственное разрешение может достигать нескольких миллиметров. Время памяти детектора лежит в пределах 20 мкс; мертвое время достаточно велико и составляет от 30 до 1000 мс.

По причинам, связанным с геометрией стенок трубки, эффективность одного слоя камер

на разрядных трубках ограничивается значением 80%. для получения трехмерных координат необходимы поперечные слои таких камер.

Из-за относительного большого мертвого времени данного типа детекторов он, в основном, используется в экспериментах с космическими лучами, для поиска распада нуклонов или в экспериментах с нейтрино.

В качестве годоскопов можно применять и пропорциональные газовые детекторы, позволяющие получить существенно лучшее временное разрешение, чем счетчики Гейгера – Мюллера. Однако при этом требуется применение существенно более сложных электронных схем, так как сигнал на выходе пропорционального детектора требует усиления.

Многонитяной пропорциональный счетчик был описан Росси и Штаубом еще в 40-х годах. Если в общий объем, заполненный газом, поместить систему проволочных электродов, то можно получить новый класс приборов – проволочные детекторы заряженных частиц. Сюда входят проволочные искровые камеры, проволочные пропорциональные камеры и дрейфовые камеры. Развитие детекторов этого класса стало возможным только благодаря революции в электронике и вычислительной технике. В настоящее время созданы экспериментальные установки, содержащие камеры с десятками и тысячами рабочих проволочек.



Рис. 8.2. Принцип действия камеры на разрядных трубках [11]

## 8.2. Многопроволочные пропорциональные камеры

Многопроволочные пропорциональные камеры впервые были разработаны в Институте теоретической и экспериментальной физики в 1955–1956 гг. В пропорциональной камере принцип пропорционального счетчика (раздел 3.2.1) применен к детектору с большой площадью. Модуль плоской пропорциональной камеры представляет собой систему проволочных сигнальных электродов, находящихся в одной плоскости, расположенных между двумя плоскими электродами (сплошными или проволочными), на которые подается высокое напряжение (рис. 8.3). Диаметр сигнальных проволочек (анодных проволочек) составляет сотые доли миллиметра, расстояние между ними несколько миллиметров. Отметим, что отдельные анодные проволочки действуют как независимые детекторы. Общее число сигнальных проволочек – десятки тысяч. Анодные проволочки образуют систему пропорциональных детекторов с эффективным радиусом, равным половине шага между проволочками. Если шаг составляет 1–2 мм, то пространственное разрешение составляет примерно 700 мкм для шага 2 мм и 350 мкм для шага 1 мм. Разрешающее время составляет 30–50 нс.

Одна из первых камер, разработанных в Институте теоретической и экспериментальной физики, состояла из 50 модулей, каждый из которых содержал 12 нитей. Всего камера содержала 600 нитей. Камера предназначалась для идентификации частиц по импульсу (благодаря магнитному полю) и ионизации с использованием логарифмического роста кривой ионизационных потерь. Для усиления сигналов применялась ламповая электроника.

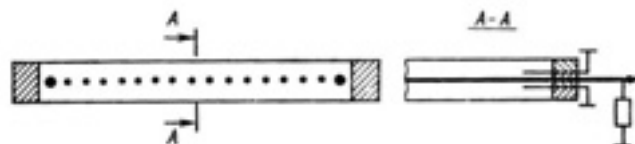


Рис. 8.3. Модуль плоской проволочной пропорциональной камеры

Бурное развитие методики многопроволочных пропорциональных камер стало возможным в результате перехода от ламповых схем к полупроводниковой технике.

Высокое быстродействие (временное разрешение – десятки наносекунд и время восстановления – несколько микросекунд) является существенным преимуществом пропорциональных камер по сравнению с искровыми. Координата частицы определяется по номеру сработавшей анодной нити. Пропорциональные камеры нашли широкое распространение в физическом эксперименте и в течение нескольких лет полностью вытеснили обычные плоские искровые камеры, несмотря на свою относительную дороговизну. Появились экспериментальные установки, содержащие проволочные камеры с общим объемом, включающим десятки тысяч рабочих проволочек [11,12]. Пропорциональные камеры, соединенные с ЭВМ, позволяют реконструировать траектории заряженных частиц; типичная скорость регистрации  $10^5$  взаимодействий в 1 с.

Поскольку многопроволочные пропорциональные камеры [11, 25–28] по сути дела представляют собой плоский слой пропорциональных счетчиков без разделяющих стенок (см. рис. 8.3), то форма электрического поля при этом несколько отличается от соответствующей стандартной цилиндрической формы, присущей обычным пропорциональным счетчикам [29–32]. Конфигурация электрического поля в пропорциональной камере представлена на рис. 8.4.

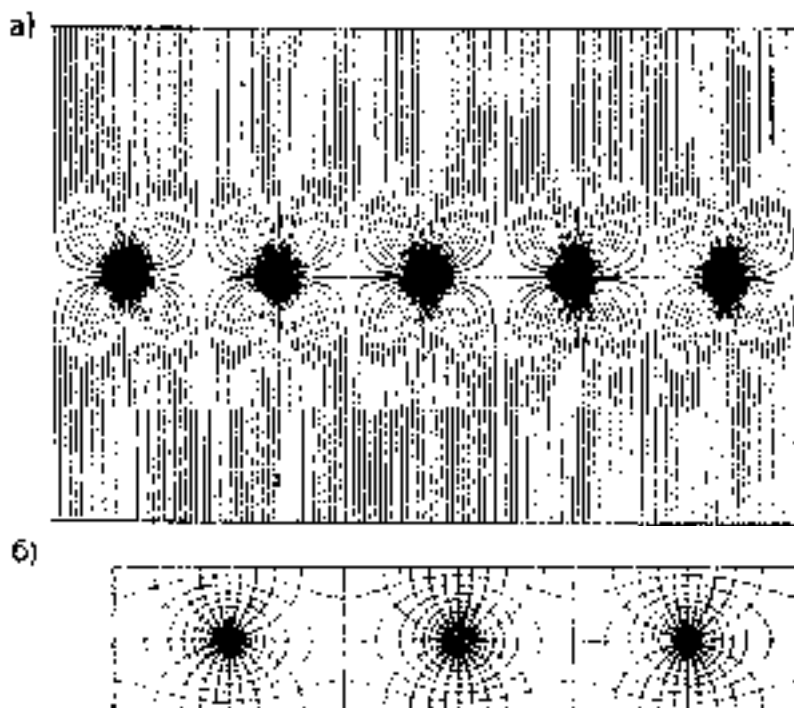


Рис. 8.4. Силовые линии поля в пропорциональной камере с а) пятью [11] и б) тремя проволочками (показаны также эквипотенциали [31])

Образование лавины в многопроволочной пропорциональной камере происходит точно так же, как и в пропорциональных счетчиках. Основной вклад в импульс, возникающий в процессе образования лавины на анодной проволочке, как и в случае пропорционального счетчика, вносится ионами лавины. Этот импульс состоит из нескольких коротких импульсов, каждый из которых вызван отдельной лавиной. Лавины инициируются группами электронов, образовавшимися в процессе первичной ионизации, и эти группы одна за другой дрейфуют в область высокой напряженности поля вблизи анодных проволочек. Временной ход формирования лавины вблизи анодных проволочек показан на рис. 8.5 и 8.6.

Так как для каждой анодной проволочки заряд рождается в непосредственной близости от нее, то сигнал преимущественно исходит от положительных ионов, медленно дрейфующих в сторону катода (см. 3.38). Временная структура анодного импульса может быть получена с помощью осциллографа с высоким временным разрешением или быстрым аналогово-цифровым преобразователем (импульсный АЦП). Определено, что импульсы

от отдельных лавин имеют время нарастания около 0,1 нс, а время спада определяется постоянной времени дифференцирующей цепочки  $RC$ .

Рассмотрим более подробно процесс развития во времени лавины в многопроволочной пропорциональной камере (см. рис. 8.5 и 8.6 [11, 29]).

Первичный электрон дрейфует к аноду (рис. 8.6, а), в сильном электрическом поле вблизи проволоочки электрон ускоряется, так что между



Рис. 8.5. Схема образования лавины на анодной проволоочке в пропорциональном счетчике. Каплеобразная лавина образуется за счет боковой диффузии [11, 29]

двумя столкновениями он может набрать энергию, достаточную для дальнейшей ионизации атомов газа. В этот момент начинается процесс образования лавины (рис. 8.6, б). В ходе процесса ионизации электроны и положительные ионы образуются по сути дела в одном и том же месте. Увеличение числа зарядовых пар завершается тогда, когда пространственный заряд

положительных ионов уменьшит внешнее электрическое поле до значения ниже критического.

После рождения носителей заряда облака электронов и ионов начинают дрейфовать в разные стороны (рис. 8.6, в). Облако электронов дрейфует в направлении анодной проволоочки и несколько расширяется из-за боковой диффузии. В зависимости от направления влета первичных электронов вокруг проволоочки образуется несколько асимметричное распределение плотности

вторичных электронов. В этом случае из-за использования толстых анодных проволоочек, а также из-за сильного поглощения фотонов образование лавины ограничено той стороной анодной проволоочки, с

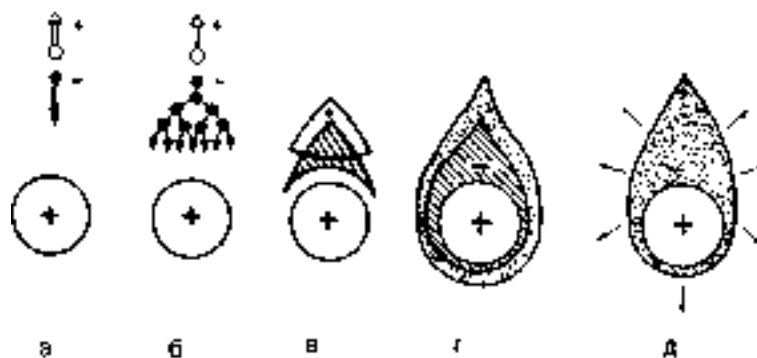


Рис. 8.6. Временное и пространственное развитие лавины [11, 29]

которой влетел электрон (см. рис. 8.5 и 8.6, г). На последнем этапе ионное облако медленно удаляется от проволоочки по направлению к катоду (рис. 8.6, д).

Что касается механической конструкции пропорциональной камеры, то необходимо соблюдать следующее правило: диаметр анодной проволоочки

должен составлять около 1% от расстояния между проволочками (например, 20 мкм для 2 мм) для достижения напряженности электрического поля, достаточной для газового усиления.

В большинстве случаев в качестве анодов используются тонкие проволочки из позолоченного вольфрама диаметром от 10 до 30 мкм. Типичное расстояние между анодными проволочками составляет 2 мм. Катодные плоскости – это натянутые проволочки или металлические фольги. Расстояние по высоте между анодной проволочкой и катодом составляет порядка 10 мм. Отдельные анодные проволочки, как уже отмечалось выше, выступают в роли независимых детекторов.

Одна из главных проблем больших камер – это механическая нестабильность анодных проволочек из-за электростатического отталкивания. Расчет этого эффекта показывает, что проволочки устойчивы, если натяжение  $T$  превышает граничное значение  $T_0$ , которое задается геометрическими размерами камеры и разностью потенциалов  $U$  между анодом и катодом [12]:

$$T > T_0 = \left( \frac{U \cdot l \cdot C}{d} \right)^2 \geq 4\pi\epsilon_0 \cdot \left( \frac{U \cdot l}{d} \right)^2 \cdot \left[ \frac{1}{2 \cdot \left( \frac{\pi L}{d} - \ln \frac{2\pi \cdot r_i}{d} \right)} \right]^2, \quad (8.1)$$

где  $U$  – анодное напряжение;  $d$  – межпроволочный зазор;  $l$  – длина проволочки;  $L$  – расстояние по высоте между анодной проволочкой и катодом;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $r_i$  – радиус анодной проволочки;  $C$  – погонная емкость детектора [33, 34].

Для цилиндрического конденсатора погонная емкость, как известно, составляет величину

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0}{2 \ln \frac{r_a}{r_i}}, \quad (8.2)$$

где  $r_a$  – радиус катода.

В многопроволочных пропорциональных камерах соответствующая емкость может быть приблизительно найдена по формуле [35]

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0}{2 \cdot \left( \frac{\pi L}{d} - \ln \frac{2\pi \cdot r_i}{d} \right)}, \quad (8.3)$$

если для расстояния между анодом и катодом соблюдается условие  $L \gg d \gg r_i$  (см. рис. 8.3).

При длине проволочки  $l = 1$  м, анодном напряжении  $U = 5$  кВ, расстоянии между анодом и катодом  $L = 10$  мм, анодным межпроволочным зазором  $d = 2$  мм и диаметром анодной проволочки  $2r_i = 30$  мкм уравнение (8.1) дает минимальное механическое натяжение проволочки,

равное 0,49 Н, которое соответствует натяжению проволоочки гирей с массой около 50 г.

Более длинные проволоочки нужно натягивать с большей силой или, если они не могут выдерживать большее натяжение, их нужно поддерживать на фиксированном расстоянии. Однако это приводит к созданию локальных неэффективных зон.

Для надежной работы многопроволочных пропорциональных камер важно также, чтобы проволоочки не прогибались из-за собственной массы [36]. Прогиб анодной проволоочки уменьшает расстояние от анода до катода и тем самым ухудшает однородность электрического поля.

Гравитационный прогиб горизонтально расположенной проволоочки длиной  $l$ , натянутой с натяжением  $T$ , может быть найден [37] из следующего соотношения:

$$f = \frac{\pi \cdot r_i^2}{8} \cdot \rho \cdot g \cdot \frac{l^2}{T} = \frac{m \cdot l \cdot g}{8T}, \quad (8.4)$$

где  $m$ ,  $l$ ,  $\rho$  – масса, длина и плотность проволоочки, соответственно;  $g$  – ускорение свободного падения,  $T$  – натяжение проволоочки (в Н).

Используя приведенный выше пример с позолоченной вольфрамовой проволоочкой ( $r_i = 15$  мкм,  $\rho_w = 19,3$  г/см<sup>3</sup>), получим, что в центре проволоочки может образоваться прогиб, равный  $f \approx 34$  мкм, который не ухудшит значительно однородность поля при расстоянии между анодом и катодом равном  $\sim 10$  мм.

В последнее время вместо классических анодных проволоочек используют трубчатые (например, майларовые трубочки с тонким алюминиевым покрытием), гравитационный прогиб которых значительно меньше.

В качестве рабочего газа могут использоваться все газы и газовые смеси, которые обычно используются в пропорциональных счетчиках: инертные газы типа  $Ar$ ,  $Xe$  с примесью  $CO_2$ ,  $CH_4$ , изобутан и другие углеводороды [38–40]. Для многопроволочных пропорциональных камер типичным является газовое усиление  $10^5$ .

В большинстве камер не используется возможность обработки аналоговой информации, снимаемой с проволоочек. Вместо этого устанавливаются только пороги для измеряемых сигналов. В таком режиме работы многопроволочные пропорциональные камеры используются лишь в качестве трековых детекторов. При расстоянии между анодными проволоочками  $d = 2$  мм среднеквадратичная ошибка пространственного разрешения задается следующей формулой [12]:

$$\sigma(x) = \frac{d}{\sqrt{12}} = 577 \text{ мкм}. \quad (8.5)$$

Многопроволочные пропорциональные камеры дают сравнительно низкое пространственное разрешение ( $\sim 600$  мкм). Они также позволяют определить только значение координаты, перпендикулярной проволоочкам, но

не вдоль них. Можно добиться улучшения в работе данных камер путем разбивки катода на сегментные участки и измерения сигналов от катодных сегментов. Катод можно, например, собрать из параллельных полосок, **прямоугольных подушечек (мозаичный счетчик)** или слоя проволочек (рис. 8.7).

Таким образом, становится возможным кроме анодных сигналов регистрировать и сигналы на катодных полосках. Координата вдоль

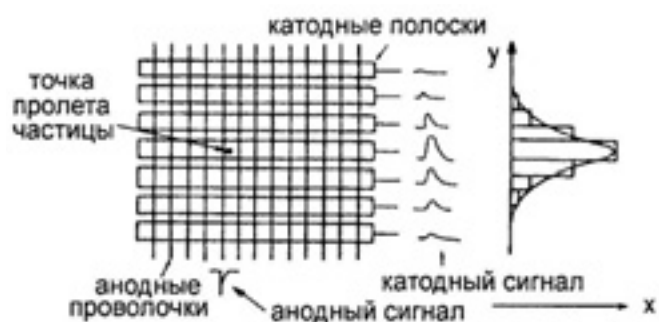


Рис. 8.7. Иллюстрация катодного считывания в многопроволочной пропорциональной камере [11]

проволочки задается центром тяжести распределения зарядов, который определяется по сигналам, индуцированным на катодных полосках. В зависимости от сегментации катода пространственное разрешение вдоль проволочек при использовании описанной процедуры может достигать

~ 50 мкм. Если речь идет о множественных треках, то необходимо разбить на сегментные участки и второй катод, чтобы избежать неоднозначности в определении координат треков.

На рис. 8.8 изображен пролет двух частиц через многопроволочную пропорциональную камеру. При сегментировании только одного из катодов информация, считанная с анодных проволочек и катодных полосок, позволяет восстановить 4 возможных координаты треков, две из которых, однако, будут

**мнимыми**. Их можно исключить с помощью сигналов, поступающих с плоскости второго сегментированного катода. Большое число возникающих треков можно с успехом восстановить, если вместо катодных полосок использовать катодные подушечки, однако это приводит к возрастанию числа каналов электроники.



Рис. 8.8. Неоднозначность разрешения при регистрации треков двух частиц в многопроволочной пропорциональной камере [11]

Устройство многопроволочных пропорциональных камер можно упростить, а их стабильность и гибкость значительно увеличить, если создать аноды в форме полосок или точек на диэлектрических поверхностях вместо

того, чтобы натягивать анодные проволочки в объеме счетчика. Если использовать анодные полоски на диэлектриках, то это окажет влияние на качество поля в пропорциональной камере из-за прилипания положительного иона к поверхности диэлектрика. Тем не менее, детекторы с анодной структурой на изоляционных или полупроводниковых поверхностях находят успешное применение [41–52]. *Следует отметить, что прилипание положительных ионов к диэлектрическим поверхностям можно иногда использовать для улучшения качества поля в некоторых типах камер.* Камеры подобной конструкции, построенные до настоящего времени, имеют сравнительно маленькие размеры.

Такие микрополосковые газовые детекторы представляют собой миниатюрные многопроволочные пропорциональные камеры, размеры которых примерно в десять раз меньше по сравнению со стандартными камерами (рис. 8.9). Это стало возможным благодаря тому, что с помощью электронной литографии значительно уменьшены электродные структуры. Проволочки заменяются на полоски, которые путем напыления наносятся на тонкий материал. Размещение катодных полосок между анодными полосками позволяет добиться улучшения конфигурации поля. Сегментация плоских катодов в форме полосок или пикселей [47, 53] делает также возможным и двухмерное считывание. Вместо закрепления электродных структур на керамических

субстратах их можно разместить на тонкой пластиковой фольге. Тогда даже легкие, гибкие детекторы будут иметь высокое пространственное разрешение.

Возможные недостатки связаны с электростатической зарядкой

изоляционных пластиковых структур и, как следствие, изменением электрического поля, что может привести к меняющемуся со временем газовому усилению [54-59].

Очевидное преимущество таких микрополосковых детекторов, помимо превосходного пространственного разрешения, заключается в малом мертвом времени (положительные ионы после рождения в лавине дрейфуют на очень короткие расстояния до катодных полосок вблизи анодов), повышенной радиационной стойкости (*из-за меньшей чувствительной области на элемент считывания*) и большей счетной способности.

Микрополосковые газовые камеры могут с успехом использоваться в качестве трековых детекторов на *высокопроизводительных ускорителях* типа *LHC* (большой адронный коллайдер) и на *фабриках частиц* [60, 61].

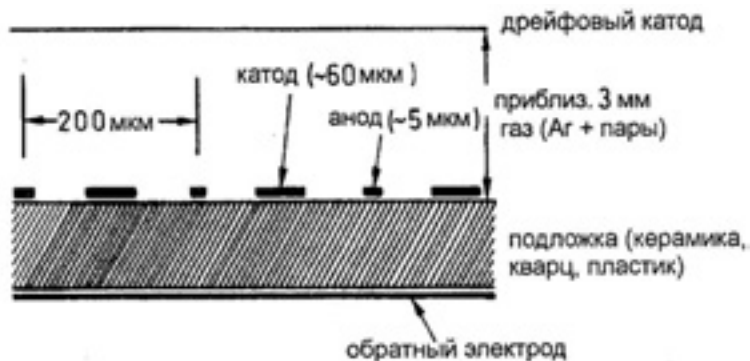


Рис. 8.9. Схематическая конструкция микрополоскового газового детектора [11]



Микрополосковые пропорциональные камеры могут также работать в дрейфовом режиме.

Камера с микрозазорами – это пропорциональный газовый счетчик, построенный с использованием микроэлектронных технологий. Благодаря своей конструкции такая камера оказывается чувствительной к положению в ней частицы [62]. В данном детекторе расстояние между электродами, собирающими заряды лавины (анод-катодный зазор), составляет лишь несколько микрон. Поэтому время сбора положительных ионов очень мало ( $\sim 10$  нс), что позволяет добиться чрезвычайно высокой скорости счета ( $>10^7$  событий/(мм·с)).

Проволочные камеры и в особенности многопроволочные пропорциональные камеры до сих пор находят очень широкую сферу применения не только в физике элементарных частиц [60, 61, 63–65], но и в других областях, например, медицине [66].

### 8.3. Плоские дрейфовые камеры

Другой тип детекторов – это дрейфовая камера, в которой координата частицы определяется по времени дрейфа электронов в однородном электрическом поле от места образования до сигнальной проволочки пропорционального детектора. После прохождения ионизирующей частицы

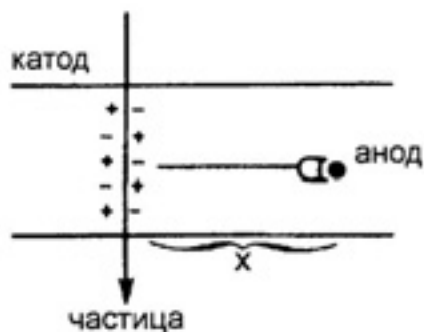


Рис. 8.10. Принцип работы дрейфовой камеры [11]

через камеру электроны, образованные в результате ионизации, начинают дрейфовать по направлению к анодной проволочке. В непосредственной близости от нити, где напряженность электрического поля достаточно велика, электрон начинает ионизовать молекулы газа, образуя лавину.

Принцип работы дрейфовой камеры основан на экспериментальном наблюдении, что в пропорциональной камере существует однозначная связь разницы во времени  $\Delta t$  между прохождением частицы и началом нарастания переднего фронта анодного импульса с расстоянием между точкой первичной ионизации и анодной проволочкой [11]. Эта разница во времени  $\Delta t$  в основном определяется временем дрейфа электронов от момента первичной ионизации при  $t = t_0$  до момента времени  $t_1$ , когда они достигают области высокой напряженности поля вблизи анодной проволочки и инициируют образование лавины.

Момент прохождения частицы через камеру определяют либо с помощью внешнего детектора, либо по сигналу синхронизации с источником излучения, либо по сцинтилляционному сигналу, возникающему в газе, заполняющем камеру.

В последнем случае время дрейфа определяется как время между сцинтилляционными импульсами, регистрируемыми ФЭУ; один импульс возникает в момент прохождения частицы, второй – в момент окончания дрейфа (в результате электролюминесценции в электрическом поле вблизи сигнальной нити).

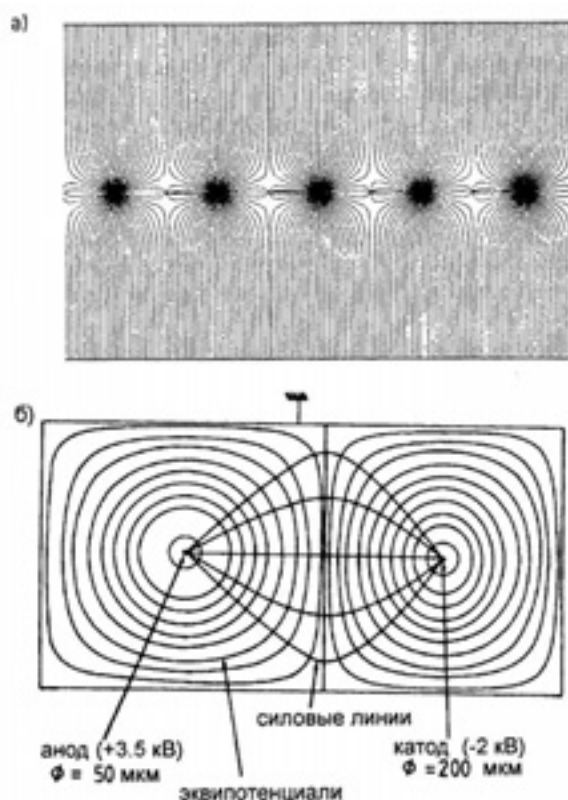


Рис. 8.11. Силовые линии в многопроволочной дрейфовой камере (а) и эквипотенциальные и силовые линии в ячейке многопроволочной дрейфовой камеры (б) [29, 67]

Координату  $x$  места прохождения частицы (рис. 8.10) относительно анодной проволоочки можно найти из следующего выражения

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v^-(t) dt, \quad (8.6)$$

где  $v^-(t)$  – переменная скорость дрейфа.

Желательно чтобы скорость дрейфа  $v^-$  была постоянной во всей дрейфовой области. Если  $v^-$  – постоянная скорость дрейфа электронов, то для дрейфового пути  $x$  будем иметь следующую простую зависимость:

$$x = v^- \cdot (t_1 - t_0) = v^- \cdot \Delta t. \quad (8.7)$$

Постоянство дрейфовой скорости  $v^-$  можно достичь, поддерживая постоянной напряженность электрического поля на пути дрейфа электронов. В обычной пропорциональной камере с параллельными анодными проволочками это невозможно из-за области нулевого поля между двумя

соседними анодными проволочками (см. рис. 8.4). Только вводя потенциальную проволочку под отрицательным потенциалом между двумя анодными проволочками (рис. 8.11), которые находятся под положительным потенциалом, можно в первом приближении получить линейное соотношение между временем дрейфа и длиной дрейфа (см. 8.7) [68]. Полная линейность соотношения (8.7) может быть достигнута при условии, что электрическое поле будет постоянным во всем дрейфовом пространстве. Эта цель достигается выбором конфигурации электродов.

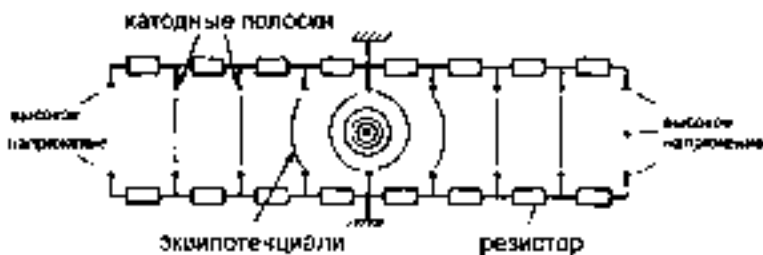


Рис. 8.12. Формирование поля в большой дрейфовой камере

Первая дрейфовая камера была изготовлена в 1969 г. На рис. 8.12 показана дрейфовая ячейка большой дрейфовой камеры [69–71], которая имеет одну анодную проволочку в центре под положительным потенциалом и две потенциальные проволочки под отрицательным потенциалом на концах ячейки, которые запирают ячейку. Роль корректирующих проволочек (катодных полосок), находящихся в двух параллельных плоскостях выше и ниже анодной проволочки, заключается в создании постоянной напряженности электрического поля в области ячейки при больших объемах дрейфа.

Для этой цели потенциал между анодной проволочкой и потенциальными проволочками на концах камеры изменяется линейно от нуля (в области анодной проволочки) до отрицательного потенциала (на концах ячейки) с помощью катодных полосок, подсоединенных к цепочке сопротивлений – делителю напряжения (рис. 8.12).

Измерение времени дрейфа позволяет существенно сократить число анодных проволочек в дрейфовой камере по сравнению с многопроволочной пропорциональной камерой, или, используя малый зазор между анодными проволочками, существенно улучшить пространственное разрешение. Обычно можно добиться обоих указанных

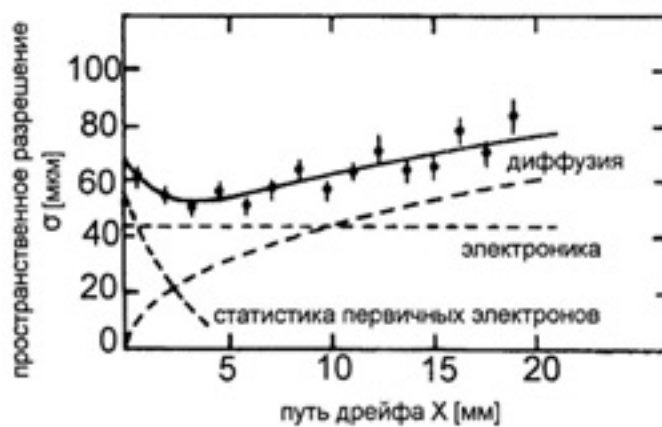


Рис. 8.13. Пространственное разрешение в дрейфовой камере как функция длины дрейфа [29, 72]

преимуществ одновременно [68]. При скорости дрейфа  $v^- = 5$  см/мкс и временном разрешении электроники  $\sigma_t = 1$  нс можно добиться пространственного разрешения  $\sigma_x = v^- \sigma_t = 50$  мкм. Однако в пространственное разрешение вносят вклад не только временное разрешение электроники, но и диффузия дрейфующих электронов, а также флуктуации в статистике первичного ионизирующего процесса. Последний процесс вносит наибольший вклад вблизи анодной проволоочки (см. рис. 8.13 [29, 72]).

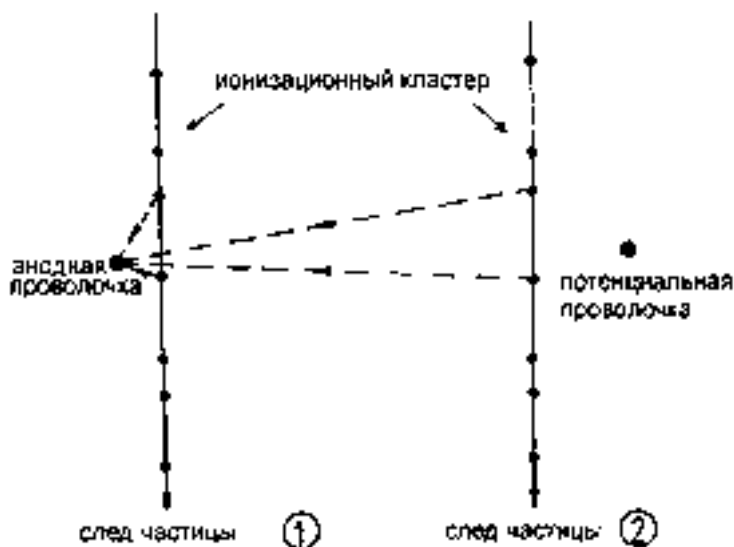


Рис. 8.14. Схематическое изображение различных путей дрейфа «ближних» и «удаленных» треков частиц для объяснения зависимости пространственного разрешения от флуктуаций первичной ионизации [11]

Необходимо заметить, что электрон-ионные пары возникают случайным образом вдоль трека ионизирующей частицы. Ближайшая к анодной проволоочке электрон-ионная пара может появиться не обязательно на прямой линии, соединяющей анод и потенциальную проволоочку, даже если траектория частицы будет перпендикулярна оси камеры. Пространственные флуктуации места рождения зарядов приводят к большой разнице в путях дрейфа частиц, находящихся вблизи анодной проволоочки. Однако они оказывают лишь незначительное воздействие на удаленные треки частиц (см. рис. 8.14).

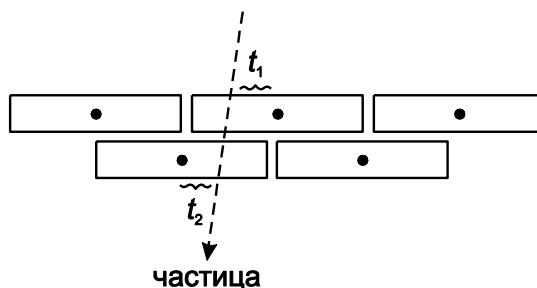


Рис. 8.15. Разрешение право-левой неоднозначности в дрейфовой камере

Однако они оказывают лишь незначительное воздействие на удаленные треки частиц (см. рис. 8.14).

Естественно, что измерение времени не дает ответа на вопрос, с какой именно стороны частицы пришли на анод: с правой или с левой. Двойной слой дрейфовых ячеек, в котором слои расположены в шахматном порядке [11] (сдвинуты на половину ширины ячейки), помогает устранить эту право-левую неоднозначность (см. рис. 8.15).

Максимальное пространственное разрешение, которого можно достичь для дрейфовых камер большой площади, в первую очередь определяется механическими допусками. Для больших камер типичной является величина 200 мкм. В маленьких камерах ( $10 \times 10 \text{ см}^2$ ) было получено пространственное разрешение в 20 мкм. В последнем случае основными ограничивающими факторами являются временное разрешение электроники и диффузия электронов на их пути к аноду. Определение координат вдоль проволочек можно произвести с помощью *катодных подушечек*.

Отношение между временем дрейфа и длиной дрейфа в дрейфовой камере большой площади ( $80 \times 80 \text{ см}^2$ ) с одной анодной проволочкой показано на рис. 8.16 [71]. Камера работала на газовой смеси из 93% аргона и 7% изобутана.

Для камер с небольшим дрейфовым промежутком (порядка 20 мм) разрешающее время составляет  $\sim 10 \text{ нс}$  и точность определения координаты – 50 мкм. Эти основные характеристики примерно на порядок превышают характеристики обычных пропорциональных камер, причем на порядок сокращается число каналов. Это достигается за счет более сложной электроники, что связано с необходимостью измерения времени дрейфа электронов от места их образования до сигнальной проволочки.

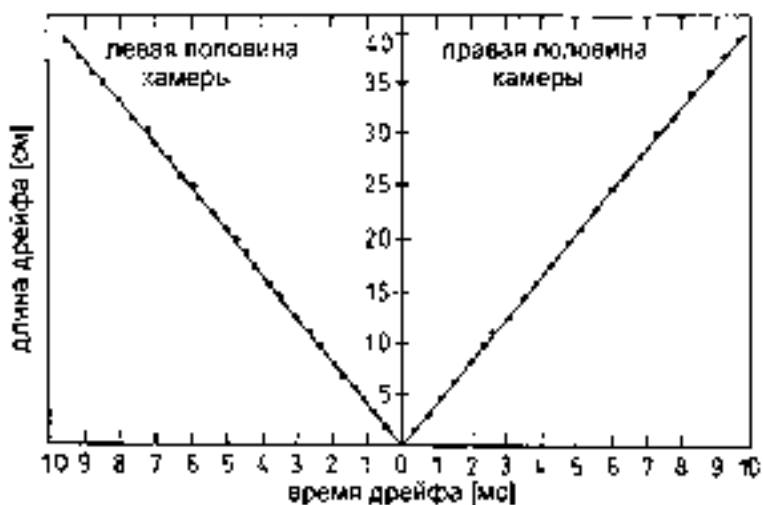


Рис. 8.16. Соотношение между временем и длиной дрейфа в большой дрейфовой камере ( $80 \times 80 \text{ см}^2$ ) с одной анодной проволочкой [71]

В камерах с большими дрейфовыми промежутками поверхность чувствительной области составляет десятки квадратных метров. При увеличении дрейфового промежутка временное и пространственное разрешение ухудшается. Обычно длина дрейфового промежутка составляет  $\sim 0,5 \text{ м}$ . Временное и пространственное разрешение в больших дрейфовых камерах примерно соответствует характеристикам обычных пропорциональных камер ( $\sim 50 \text{ нс}$  и  $500 \text{ мкм}$ ).

Дрейфовые камеры значительно уступают обычной пропорциональной камере по времени восстановления (т. е. времени, после которого камера

снова способна регистрировать частицы). Это существенно влияет на работу в больших потоках частиц.

Таким образом, обычная пропорциональная камера имеет значительно большее быстродействие. Основная область применения дрейфовых камер –

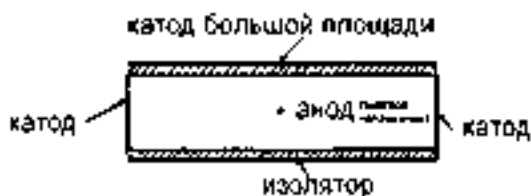


Рис. 8.17. Принцип конструкции безэлектродной дрейфовой камеры

это создание больших поверхностей чувствительной зоны для детектирования вторичных частиц. Коэффициенты газового усиления в дрейфовых камерах на один–два порядка меньше, чем в пропорциональных камерах, поэтому дрейфовые камеры с небольшими

дрейфовыми промежутками сравнимы по загрузке с обычными пропорциональными камерами, но превосходят их по пространственному и временному разрешению.

В дрейфовой камере большого объема можно добиться образования поля также и путем **закрепления положительных ионов на изоляционных поверхностях камеры** [11]. В этих камерах изоляционная фольга крепится на катод большой площади, который лицевой стороной направлен к дрейфовому пространству (см. рис. 8.17).

Вскоре после того, как к анодной проволочке будет приложено высокое положительное напряжение, качество поля окажется недостаточным для того, чтобы получился приемлемый электронный дрейф с хорошим пространственным разрешением по всему объему камеры (рис. 8.18, а).

Положительные ионы, рожденные ионизирующими частицами во время их пролета через камеру, начинают дрейфовать вдоль силовых линий к электродам. Электроны дрейфуют к

анодной проволочке, а положительные ионы застрянут на внутренней стороне изоляции катода, тем самым **будут выталкивать силовые линии** из этой области. Через некоторое время (**время зарядки**) силовые линии вытянутся параллельно стенкам камеры, то есть будет создана идеальная конфигурация поля для дрейфа (рис. 8.18, б [73, 74]). Если стенки камеры не

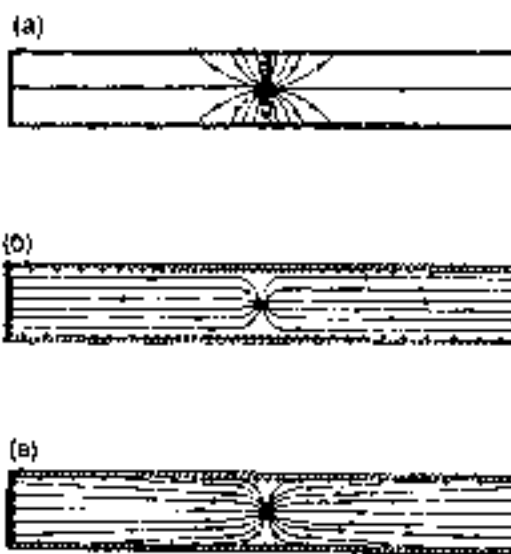


Рис. 8.18. Образование поля в безэлектродной дрейфовой камере путем закрепления ионов [73, 74]

полностью изолирующие, т. е. их объемное или поверхностное сопротивление сдвинуто, то некоторые силовые линии все же заканчиваются на стенках камеры (рис. 8.18, в). Хотя в этом случае нельзя достичь идеального качества поля, чрезмерная зарядка катодов не наступает, так как стенки камеры обладают определенной проводимостью или прозрачностью для силовых линий, которые позволяют избавиться от избыточных поверхностных зарядов.

Первоначальные трудности с большим временем зарядки ( $\sim 1$  час), а также проблемы чрезмерной зарядки изоляторов при высоких нагрузках можно преодолеть путем соответствующего подбора диэлектриков на катоде [75]. На основе выше указанных принципах были созданы камеры с различной геометрией (прямоугольные и цилиндрические камеры, дрейфовые трубки и т. д.) и очень большими дрейфовыми пробегами ( $> 1$  м) [76–79].

Принцип электронного дрейфа в дрейфовой камере может использоваться различными способами. Введение в дрейфовую камеру сетки позволяет отделить чисто дрейфовый объем от области газового усиления.

Подбор подходящих газов и напряжения позволяет добиться очень низких скоростей дрейфа в объеме дрейфовой камеры. В этом случае ионизационную структуру трека заряженной частицы можно выявить с помощью электроники (принцип камеры с временным расширением) [80, 81]. Использование очень маленьких межпроволочных зазоров также делает возможным достижение высоких скоростей счета на единицу площади, так как скорость счета на проволочку в этом случае остается в разумных пределах.



Рис. 8.19. Принцип работы многоступенчатой лавинной камеры [85]

Индукционные дрейфовые камеры [82–84] за счет использования анодных и потенциальных проволочек с маленькими относительными расстояниями также имеют высокое пространственное разрешение. Образование электронной лавины на аноде индуцирует зарядовые сигналы на соседних следящих электродах (пикапах), что одновременно позволяет определить угол влета частицы, а также разрешить право-левостороннюю неоднозначность. В индукционных дрейфовых камерах зазор между анодами

маленький, так что они могут с успехом применяться в экспериментах с высокими уровнями загрузок, в частности для исследования электрон-протонных взаимодействий в накопительном кольце при высоких частотах повторения (например, на *HERA*). На таких камерах загрузки могут достигать до  $10^6$  Гц на  $1 \text{ мм}^2$ .

Конечное время дрейфа можно также с успехом использовать для того, чтобы решить, представляет или нет интерес событие в детекторе. Это преимущество может быть реализовано, например, в многоступенчатой лавинной камере. На рис. 8.19 показан принцип ее работы [85].

Детектор состоит из двух многопроволочных пропорциональных камер, газовое усиление в которых сравнительно невелико ( $\sim 10^3$ ). Все частицы, попадающие в детектор, дадут относительно небольшие сигналы в обеих пропорциональных камерах. Электроны из лавины в первой камере могут переместиться с определенной степенью вероятности в область дрейфа, расположенную между камерами. В зависимости от ширины дрейфового пространства электронам потребуется несколько сот наносекунд для того, чтобы попасть во вторую камеру.

Конец дрейфового пространства задается проволочной сеткой, которая *отпирается* импульсом напряжения в том случае, если внешняя логика подсказывает, что наблюдается интересное событие. В этом случае число дрейфующих электронов вновь возрастет в  $10^3$  раз, так что газовое усиление во второй камере составит  $10^6 \cdot \eta$ , где  $\eta$  – средняя вероятность переноса электрона из первой камеры в дрейфовое пространство между камерами. Если значение  $\eta$  достаточно велико (например, больше 0,1), сигнал во второй камере будет достаточно большим для того, чтобы запустить ее считывающую электронику. Однако подобные «газовые задержки» в настоящее время реализуются, в основном, в чисто электронных схемах задержки.

#### 8.4. Цилиндрические проволочные камеры

Для экспериментов на накопительных кольцах были разработаны цилиндрические детекторы, которые удовлетворяют требованию максимального телесного угла (так называемые  $4\pi$ -детекторы). В самых первых экспериментах использовались цилиндрические искровые камеры с большим числом зазоров [86] и многопроволочные пропорциональные камеры. Однако в последнее время в экспериментах по измерению траекторий частиц и определению удельной ионизации заряженных частиц используются практически только дрейфовые камеры.

Существует несколько типов таких детекторов: цилиндрические дрейфовые камеры, в которых слои проволочек образуют цилиндрическую поверхность; струйные камеры, в которых дрейфовое пространство сегментировано в азимутальном направлении, и времяпроекционные камеры (ВПК), чувствительный объем которых практически свободен от каких-либо



материалов (за исключением рабочего газа) и где информация о траекториях частиц передается на торцевые детекторы.

Цилиндрические дрейфовые камеры, работающие в магнитном поле, позволяют определять импульсы заряженных частиц. Поперечный импульс  $p$  (в ГэВ/с) заряженных частиц вычисляется по величине аксиального магнитного поля  $B$  (в Тл) и радиуса кривизны трека  $\rho$  (в метрах) следующим образом:

$$p \approx 0,3B \cdot \rho. \quad (8.8)$$

#### 8.4.1. Цилиндрические пропорциональные и дрейфовые камеры

Для экспериментов на накопительных кольцах, где часто используются соленоидальные магнитные поля ( $B_r = B_\phi = 0$ ,  $B_z \neq 0$  в цилиндрических координатах; поле направлено вдоль оси  $z$ ), применяются цилиндрические дрейфовые камеры. С помощью таких детекторов измеряют направление и кривизну треков частиц, выходящих из точки взаимодействия.

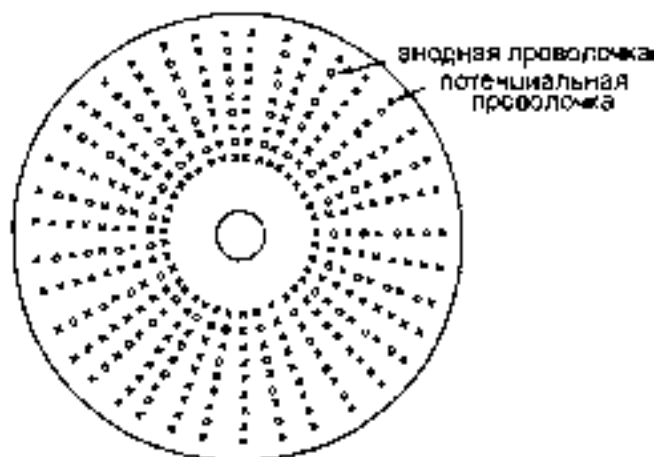


Рис. 8.20. Схематическое изображение цилиндрической дрейфовой камеры. На рисунке показан вид камеры перпендикулярно проволочкам [11]

Принцип устройства цилиндрической дрейфовой камеры показан на рис. 8.20. Все проволочки натянуты вдоль направления магнитного поля (вдоль оси  $z$ ). Слои анодных проволочек чередуются со слоями потенциальных проволочек. В цилиндрических дрейфовых камерах потенциальная проволочка натянута между двумя анодными. Два соседних слоя анодных проволочек разделены цилиндрическим слоем потенциальных. При самой простой конфигурации индивидуальные дрейфовые ячейки являются трапециевидными там, где 8 потенциальных проволочек формируют границы ячейки. Помимо трапециевидной используются и другие геометрии дрейфовых ячеек [11, 12].

В так называемых открытых трапециевидных ячейках на плоскостях потенциальных проволочек пропускается каждая вторая из них (рис. 8.21). Качество поля может быть улучшено путем использования закрытых ячеек (рис. 8.22). Но при этом число проволочек увеличивается. Компромиссным

вариантом по отношению к вышеупомянутым конфигурациям дрейфовых ячеек является их гексагональная структура (рис. 8.23).

При всех этих конфигурациях потенциальные проволоочки имеют больший диаметр ( $\phi \approx 100$  мкм) по сравнению с анодными проволоочками ( $\phi \approx 30$  мкм).

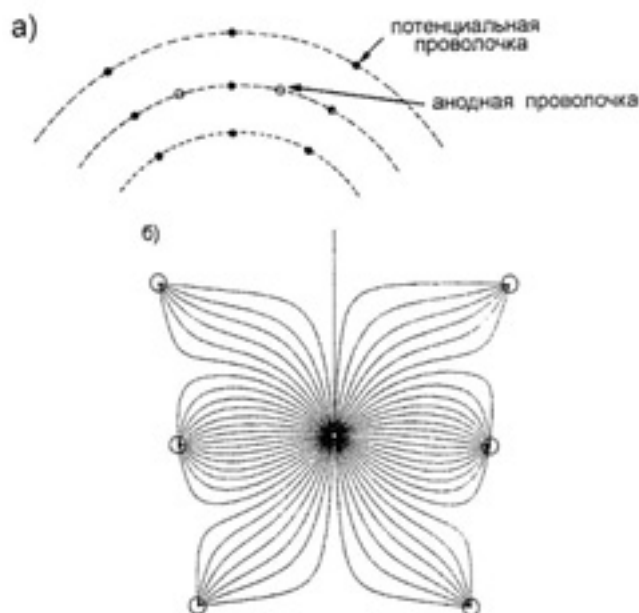


Рис. 8.21. Геометрия открытой дрейфовой ячейки – а; силовые линии в открытой дрейфовой ячейке – б [11]

Все проволоочки натянуты между двумя торцевыми фланцами, которые должны принимать на себя все натяжение проволок. У больших цилиндрических проволоочных камер с несколькими тысячами анодных и потенциальных проволоочек это натяжение может достигать нескольких тонн.

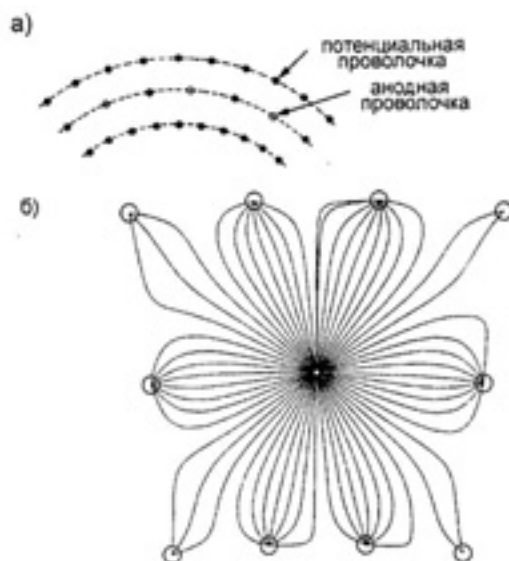


Рис. 8.22. Геометрия закрытой дрейфовой ячейки – а; силовые линии в закрытой дрейфовой ячейке – б [11]

Конфигурации, описанные до сих пор, не позволяют определять координату вдоль проволоочки. Так как в данной конфигурации сегментировать катодные проволоочки невозможно, были придуманы другие способы определения требуемой координаты.

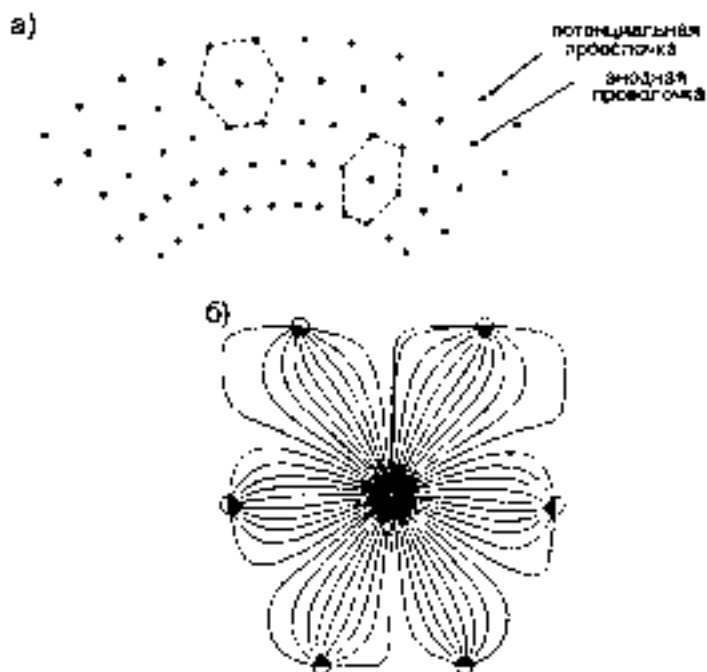


Рис. 8.23. Геометрия гексагональной дрейфовой ячейки – а: силовые линии гексагональной дрейфовой ячейки – б [11]

Один из методов определения  $z$ -координаты заключается в измерении токовых сигналов  $I_1$  и  $I_2$  на концах каждой анодной проволоочки [87, 88]. Соотношение  $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$  определяет положение лавины и тем самым точку прохождения частицы (*метод деления заряда*). Можно также измерить время распространения сигналов по анодным проволоочкам на обоих концах. Метод деления заряда позволяет добиваться точности измерения координаты порядка 1% от длины проволоочки. Такую же точность можно получить, если использовать быстродействующую электронику в методе «*времени распространения*».

Другой метод измерения положения лавины вдоль чувствительной проволоочки основан на использовании в качестве линий задержки спиральных проволоочек диаметром меньше 2 мм, натянутых параллельно чувствительной проволоочке [89]. Этот метод, который представляется достаточно сложным с механической точки зрения для больших систем детекторов, позволяет делать измерения с точностью до 0,1% вдоль проволоочек. Если линия задержки расположена между двумя близко расположенными проволоочками, тогда удастся избавиться и от левосторонней неоднозначности. Более сложное считывание с линий задержки позволяет достичь еще более высоких пространственных разрешений [90, 91].

Однако существует и четвертый способ определения  $z$ -координаты вдоль проволочки. В этом случае некоторые анодные проволочки натянуты не строго параллельно оси, а наклонены на небольшой угол  $\gamma$  к ней (так называемые «*стереопроволочки*»). Пространственное разрешение  $\sigma_{r,\varphi}$ , измеренное перпендикулярно анодным проволочкам, затем пересчитывается в разрешение  $\sigma_z$  вдоль анодной проволочки в соответствии со следующим выражением:

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{r,\varphi}}{\sin \gamma}, \quad (8.9)$$

где  $\gamma$  – стереоугол (см. рис. 8.24). При типичном пространственном разрешении  $\sigma_{r,\varphi} = 200$  мкм достигается разрешение вдоль анодной проволочки порядка  $\sigma_z = 3$  мм, если стереоугол составляет  $\gamma \approx 4^\circ$ . В этом случае разрешение по  $z$  не зависит от длины проволочки. Величина стереоугла ограничивается максимально допустимым поперечным размером ячейки. Цилиндрические дрейфовые камеры со стереопроволочками также известны как гиперболические камеры, потому что наклоненные стереопроволочки имеют гиперболический прогиб относительно аксиальных анодных проволочек.

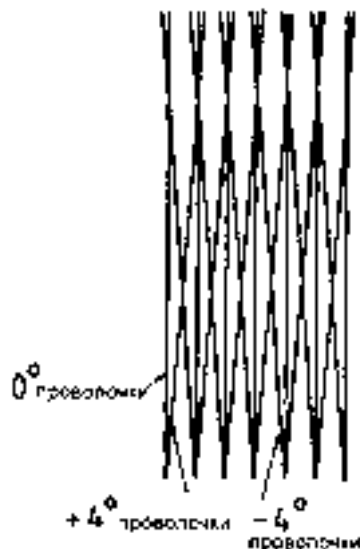


Рис. 8.24. Определение координаты вдоль анодной проволочки с использованием стереопроволочек

Во всех типах камер, где поле дрейфа перпендикулярно магнитному полю, нужно уделять особое внимание воздействию силы Лоренца на электроны. Дело в том, что электроны, дрейфующие в электрическом поле, отклоняются под действием силы Лоренца в направлении  $\varphi$ , что вносит ошибку. Эта ошибка мала, если путь дрейфа мал ( $\leq 10$  мм).

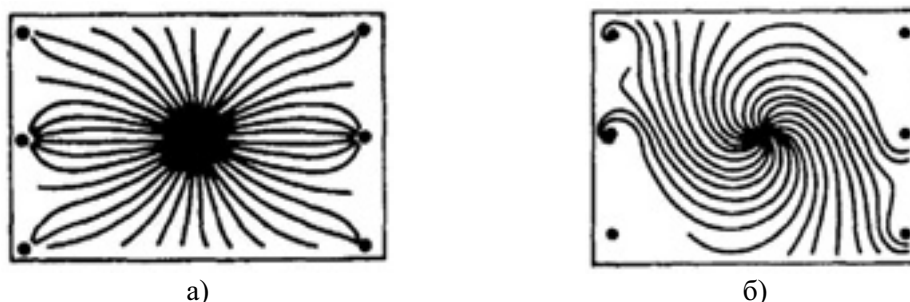


Рис. 8.25. Траектории дрейфа электронов в открытой прямоугольной дрейфовой ячейке: а) без магнитного поля; б) с магнитным полем [92, 93]

На рис. 8.25 изображены траектории дрейфа электронов в открытой прямоугольной дрейфовой ячейке с применением аксиального магнитного поля и без него [92, 93]. На рис. 8.26 показана  $(r, \varphi)$  проекция

восстановленных треков частиц при электрон-позитронном взаимодействии (*PLUTO*) в цилиндрической многопроволочной пропорциональной камере [94].

На рис. 8.26, а видна четко выраженная двухструйная структура в процессе  $e^+e^- \Rightarrow q\bar{q}$  (рождение кварк-антикварковой пары в  $e^+e^-$  аннигиляции).

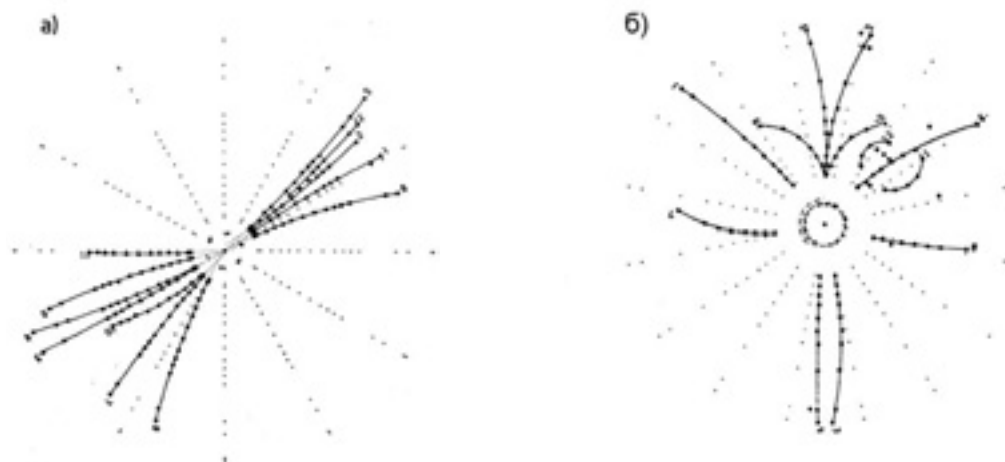


Рис. 8.26. Многотрековые события электрон-позитронного взаимодействия, измеренные в центральном детекторе *PLUTO*

На рис. 8.26, б показано особенно интересное с эстетической точки зрения событие электрон-позитронной аннигиляции. Восстановление трека в этом случае было выполнено только с помощью сработавших анодных проволочек и катодных полосок без использования информации о времени дрейфа (см. раздел 8.2). Пространственные разрешения, полученные таким способом, не могут, конечно, сравниться с теми, которые можно получить в дрейфовой камере.

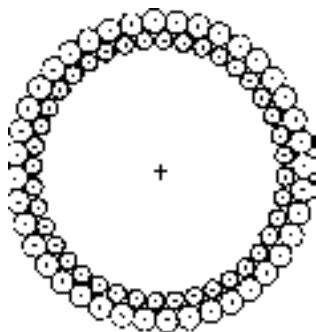


Рис. 8.27. Цилиндрическая конфигурация тонкостенных соломенно-трубчатых камер [95, 96]

Цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры могут быть также сконструированы из слоев так называемых «*соломенных*» камер (рис. 8.27) [95–98]. Такие *соломенно-трубчатые* камеры очень часто используются в качестве вершинных детекторов в экспериментах на накопительных кольцах [99, 100]. Конструкция этих камер позволяет до

минимума снизить риск обрыва проволочек. В цилиндрических камерах обычной конструкции обрыв одной единственной проволочки может сделать нечувствительными большие области детектора [101]. Напротив, в *соломенно-трубчатых* камерах ущерб наносится только элементу с оборванной проволочкой.

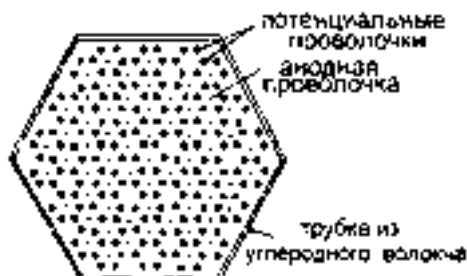


Рис. 8.28. Схематическое изображение многопроволочного дрейфового модуля. В этой гексагональной структуре каждая анодная проволочка окружена шестью потенциальными. В одном контейнере диаметром 30 мм, изготовленном из материала на основе углеродистого волокна, размещено семьдесят дрейфовых ячеек [11]

*Соломенно-трубчатые* камеры изготавливаются из тонкой алюминизированной майларовой фольги. Диаметр соломенных трубочек составляет от 5 до 10 мм, и они часто работают при повышенном давлении. Такие детекторы позволяют добиться пространственного разрешения в 30 мкм.

Из-за своего маленького размера эти камеры могут использоваться в экспериментах с высокими нагрузками [102]. Из-за малой величины дрейфа электронов такие камеры могут также использоваться при больших магнитных полях без серьезного ухудшения пространственного разрешения [103]. С помощью многопроволочных дрейфовых модулей (рис. 8.28) [100, 104, 105] можно также создавать очень компактные конфигурации с высоким пространственным разрешением.

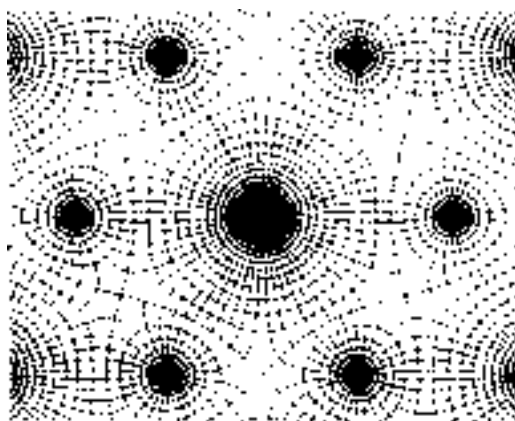


Рис. 8.29. Вычисленное электрическое поле и эквипотенциальные линии в одной индивидуальной гексагональной ячейке многопроволочного дрейфового модуля [11]

В приведенном примере 70 дрейфовых ячеек размещены в гексагональной структуре с диаметром лишь 30 мм. На рис. 8.29 показана структура электрического поля и эквипотенциальные линии индивидуальной

дрейфовой ячейки [104]. На рис. 8.30 показан трек одной частицы в таком многопроволочном дрейфовом модуле [104].

#### 8.4.2. Струйные дрейфовые камеры

В цилиндрических дрейфовых камерах содержится от 10 до 15 слоев анодных проволочек. Если требуется идентифицировать частицы путем измерения удельных энергетических потерь с помощью анодных проволочек, например, отделить заряженные пионы от  $K$ -мезонов, то может оказаться, что измерений только  $dE/dx$  недостаточно. Идентификация частиц требует точного измерения их импульса

$$p = mv = \gamma \cdot m_0 \cdot \beta \cdot c. \quad (8.10)$$

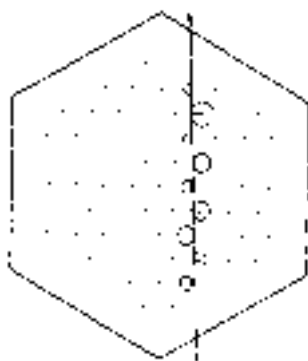


Рис. 8.30. Пример пролета одной частицы через многопроволочный дрейфовый модуль. Кружками обозначены измеренные времена дрейфа для сработавших проволочек. Трек частицы представляет собой общую касательную ко всем дрейфовым кружкам [104]

Из измеренного значения энергетических потерь (при достаточно высокой точности) можно определить скорость частицы, используя для этого формулу Бете–Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \begin{cases} \frac{1}{\beta^2} & \text{при } \beta \cdot \gamma \ll 4; \\ \ln(\lambda \cdot \gamma) & \text{при } \beta \cdot \gamma \gg 4, \end{cases} \quad (8.11)$$

где  $\lambda$  – параметр, зависящий от типа частицы и материала мишени. Тем самым, с помощью выражения (8.10) можно определить массу частицы при известном значении импульса. В струйных дрейфовых камерах точное измерение энергетических потерь при ионизации достигается определением удельной ионизации на максимально возможном числе анодных проволочек.

Первая струйная камера была сконструирована для центрального детектора в эксперименте *JADE* [106, 107] на электрон-позитронном накопительном кольце *PETRA*. Детектор определял энергетическую потерю заряженных частиц на проволочках, которые натянуты параллельно магнитному полю вдоль оси  $z$  ( $B_z \neq 0$ ). Сигнальные проволочки образуют ячейку в виде сектора с поперечным электрическим полем. Путь дрейфа электронов в газе в этом случае гораздо больше по сравнению с цилиндрической дрейфовой камерой и может достигать 10 см. В этом случае влияние силы Лоренца  $e \cdot \mathbf{V} \times \mathbf{B}_z$  становится заметным. Это приводит к

отклонению направления дрейфа электронов от направления электрического поля  $E$  на угол Лоренца  $\alpha$ . При скорости дрейфа  $v_d$  этот угол определяется из выражения  $\operatorname{tg} \alpha = k(E) \cdot v_d \cdot B_z / E$ . Значение коэффициента  $k(E)$  зависит от состава газовой смеси и электрического поля  $E$ . Для соленоидального магнитного поля с величиной индукции  $B_z = 0,45$  Тл на *JADE* угол Лоренца составил  $\alpha = 18,5^\circ$ .

Цилиндрический объем дрейфовой камеры разделен на 24 радиальных сегмента с углом раскрытия  $15^\circ$ . В каждом сегменте содержится 64 сигнальные проволочки. Эти проволочки образуют 4 ячейки по 16 проволочек в каждой. В целом камера содержит 1536 сигнальных проволочек длиной 234 см.

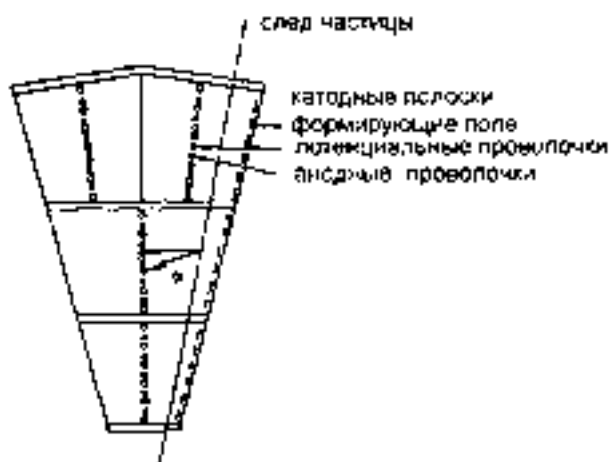


Рис. 8.31. Сегмент струйной дрейфовой камеры [11, 12, 106-108]. Полеобразующие катодные полосы показаны только с одной стороны сегмента. Для простоты и для того, чтобы не перегружать рисунок, на двух внутренних кольцах показано только по 5 анодных проволочек, а на внешнем кольце – только 6

На рис. 8.31 схематически показано принципиальное устройство одного из таких секторов, который в свою очередь подразделен на меньшие дрейфовые области по 16 анодных проволочек каждая. Поле образовано потенциальными полосками на границах между двумя секторами.

Для того чтобы достичь максимальной точности при измерении индивидуальных энергетических потерь, камера работала при давлении 4 атмосферы. Избыточное давление подавляет влияние статистики первичных ионов на пространственное разрешение.

На рис. 8.32 [106, 107] показана  $(r, \varphi)$  проекция траекторий частиц в событии электрон-позитронного взаимодействия в дрейфовой камере *JADE*. Изогнутые треки принадлежат заряженным частицам, а треки, показанные пунктиром, – нейтральным частицам, на которые магнитное поле не влияет (и которые не регистрируются камерой). До 48 пространственных координат регистрируется вдоль радиального трека. Эта информация используется также и для определения ионизационных потерь. Координаты вдоль оси  $z$  определяются путем измерения заряда, индуцированного на обоих концах



сигнальной проволочки. Из соотношения этих зарядов определяют  $z$ -координату места прохождения частицы с погрешностью  $\pm 1,6$  см.

Проблема лево-правосторонней неоднозначности в камере решается путем расположения анодных проволочек в шахматном порядке. Еще большая по размеру струйная дрейфовая камера установлена на детекторе *OPAL* на большом электрон-позитронном накопительном кольце *LEP* в ЦЕРНе [109].

Устройство струйной камеры *MARK II* очень сходно с устройством камеры *JADE* [110, 111]. Ионизация, произведенная треками частиц в этом детекторе, собирается на анодных проволочках. Потенциальные проволочки между анодами и слоями полеобразующих проволочек создают поле дрейфа. Качество поля на концах дрейфовой ячейки улучшается с помощью дополнительных потенциальных проволочек.

### 8.5. Применение многодетекторных систем

Многодетекторные системы, состоящие из большого числа сцинтилляционных, черенковских, полупроводниковых детекторов, находят весьма широкое применение в физике высоких энергии, в ядерной физике и других областях науки и техники.

Во всех случаях, когда необходимо получить сведения о распределении частиц в пространстве или времени, а также во всех случаях, когда необходимо регистрировать сложные события, связанные с взаимодействием частиц с веществом, применяют многодетекторные системы.

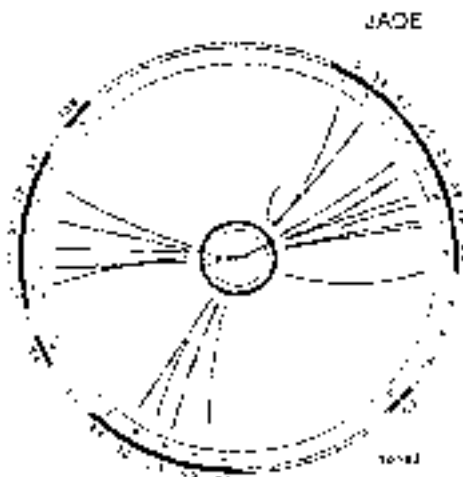


Рис. 8.32.  $(r, \varphi)$ - проекция продуктов взаимодействия в событии электрон-позитронного столкновения на центральном детекторе *JADE* [106, 107, 112]

Особенно широкое применение находят многопроволочные камеры. Их применяют в физике элементарных частиц, а также в прикладных исследованиях: в медицине (для получения изображений), в нейтронографии, рентгеновской дифрактометрии, в радиографии.

Многопроволочные камеры используют в экспериментах для бесфильмовой регистрации треков частиц. Это обусловлено тем, что камеры обладают:

- высоким временным и пространственным разрешением;
- небольшим временем восстановления;
- позволяют работать совместно с ЭВМ;
- позволяют предварительно отбирать информацию с помощью специализированных цифровых и аналоговых систем;
- позволяют проводить эксперимент совместно с широким набором различных детекторов.

## 9. СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Целью всякого ядерно-физического эксперимента является получение информации о физических характеристиках источников ядерного излучения, ядер в неустойчивых состояниях, пучков ускорителей, космических объектов и т. д. Такую информацию получают, исследуя спектры ядерного излучения.

Под спектром излучения понимают распределение величины  $\Phi$ , характеризующей излучение, по некоторым параметрам  $x_i$ :  $\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ . Величиной  $\Phi$  обычно является интегральный или дифференциальный поток (плотность потока) ядерных частиц. Параметрами  $x_i$  могут быть энергия ядерных частиц, их масса, временной интервал, угол вылета и т. д.

Спектры излучения исследуют на спектрометрах, где происходит взаимодействие излучения с веществом детектора или полем, в результате которого получается сигнал. Взаимодействие организуется таким образом, чтобы параметры  $v_i$  получаемого сигнала зависели от исследуемых параметров излучения  $x_i$ .

После преобразования сигналов в электронных устройствах они поступают в ячейки запоминающего устройства, и таким образом в спектрометре получаем спектр сигналов  $\Phi(v_1, v_2, v_3, \dots, v_n)$ . Параметрами, характеризующими сигнал, могут быть амплитуда сигнала, интервал времени между двумя сигналами, номер канала и др. Спектр сигналов  $\Phi(v_1, v_2, v_3, \dots, v_n)$  называется *аппаратурным*. Как правило, аппаратурный спектр по форме сильно отличается от спектра излучения. Связь между аппаратурным спектром и спектром излучения дается уравнением Фредгольма [20]

$$\Phi(v) = \int_x \Phi(x)G(x, v)dx. \quad (9.1)$$

Функцию  $G(x, v)$  называют *функцией отклика спектрометра*. Она имеет смысл плотности вероятности ионизирующей частице со значением параметра  $x$  создать сигнал на выходе спектрометра со значением параметра  $v$ .

Конечный этап спектрометрического эксперимента – обработка – заключается в восстановлении истинного спектра  $\Phi(x)$  по аппаратурному

$\Phi(\nu)$  путем решения уравнения (9.1), для чего необходимо знать функцию отклика  $G(x, \nu)$ .

Если связь между параметрами  $x$  и  $\nu$  выражается через известные фундаментальные константы и величины, которые могут быть измерены в абсолютных единицах (например, как в магнитном спектрометре), то спектр  $\Phi(x)$  может быть восстановлен в абсолютных единицах после анализа аппаратного спектра  $\Phi(\nu)$  и решения уравнения (9.1).

Проведение абсолютных измерений сопряжено с большими экспериментальными трудностями, поэтому большинство измерений проводится относительным методом и функция отклика  $G(x, \nu)$  определяется по экспериментально измеренным спектрам реперных или образцовых источников. Экспериментальное определение функции отклика называется *градуировкой спектрометра*.

## 9.1. Сцинтилляционный метод спектрометрии

Энергетические спектры ядерного излучения наиболее часто исследуют на спектрометрах со сцинтилляционными детекторами. **Сцинтилляционный метод измерения** энергетического спектра ионизирующих излучений основан на анализе световых вспышек (сцинтилляций), возникающих в определенных веществах (сцинтилляторах) при взаимодействии излучения с этими веществами. Параметром, характеризующим излучение, служит энергия  $E$ , а параметром, характеризующим сигнал, – амплитуда импульса  $\nu$ .

**Характерной особенностью** сцинтилляторов является их **малое время высвечивания**. Длительность вспышки в неорганических сцинтилляторах, возникающих при попадании в них заряженной частицы или кванта фотонного излучения, составляет примерно  $10^{-7}$  с. Для органических сцинтилляторов это время еще меньше:  $10^{-7}$ – $10^{-9}$  с. Другая важная особенность – **пропорциональность между интенсивностью вспышки и энергией**, потерянной заряженной частицей или квантом фотонного излучения в сцинтилляторе.

Наиболее перспективным оказалось применение сцинтилляторов в спектрометрии  $\gamma$ -излучения. Чаще всего используется кристалл  $NaI(Tl)$ . Из других неорганических сцинтилляторов используют  $CsI(Tl)$ , особенно в спектрометрии рентгеновского и низкоэнергетического  $\gamma$ -излучения, и  $KI(Tl)$ . При измерении спектров высоких энергий получили применение жидкие сцинтилляторы.

### 9.1.1. Принцип действия сцинтилляционных спектрометров

Основным элементом, составляющим *сцинтилляционный спектрометр*, является *сцинтилляционный детектор*, состоящий, в свою очередь, из *сцинтиллятора* и *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ), преобразующего световой сигнал детектора в электрический.

Процесс регистрации отдельной частицы сцинтилляционным детектором содержит следующие этапы:

- энергия частицы (или её часть) поглощается сцинтиллятором, приводя к появлению ионизованных и возбужденных молекул;
- возбужденные молекулы, возвращаясь в исходное состояние, высвечивают фотоны;
- свет из сцинтиллятора, распространяясь по объему сцинтиллятора и отражаясь от его стенок, попадает на фотокатод ФЭУ;
- на фотокатоде происходит преобразование энергии световой вспышки, при котором из фотокатода вырываются электроны;
- в диодной системе ФЭУ осуществляется умножение электронов;
- на заключительном этапе формируется импульс тока на аноде ФЭУ.

На каждом из перечисленных этапов процесса регистрации действуют различные причины, которые влияют на характеристики выходного сигнала сцинтилляционного детектора.

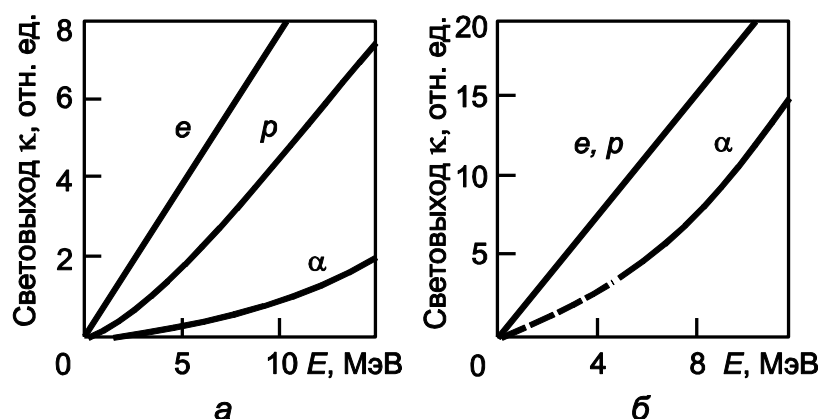


Рис. 9.1. Зависимость световыхода от поглощенной энергии частиц (электронов –  $e$ , протонов –  $p$ , и  $\alpha$ -частиц) в органическом (а) и неорганическом (б) сцинтилляторах [113]

При регистрации сцинтилляционным детектором нас должна интересовать та энергия, которую несет на себе световой сигнал сцинтиллятора. Отношение энергии световой вспышки к энергии, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе, называется конверсионной эффективностью. Для идеального сцинтиллятора конверсионная эффективность не должна зависеть от энергии регистрируемых частиц, а также от их вида. В этом случае интенсивность световой вспышки строго пропорциональна энергии, потерянной частицей в веществе сцинтиллятора.

В реальных сцинтилляторах свойство пропорциональности соблюдается лишь в ограниченном энергетическом диапазоне и зависит от вида частиц. На рис. 9.1 в качестве примера приведены зависимости от энергии различных частиц для органических (антрацен) и неорганических ( $NaI(Tl)$ ) сцинтилляторов.

Оптический спектр излучения сцинтиллятора есть свойство самого сцинтиллятора и слабо зависит от природы регистрируемых частиц. Поэтому

световую вспышку сцинтиллятора можно характеризовать некоторым числом фотонов  $N$ , имеющим среднюю энергию  $E_{\phi}$ . Число фотонов будет пропорционально потерянной энергии при условии, что конверсионная эффективность не зависит от энергии. Процесс высвечивания сцинтиллятора после возбуждения характеризуется временем высвечивания  $\tau$ , по истечении которого интенсивность световой вспышки падает в  $e = 2,718$  раз. Световая вспышка достигает своего максимума по интенсивности не мгновенно, а нарастая в течение некоторого времени, определяемым временем переноса энергии к центрам свечения. Однако это время значительно меньше времени высвечивания.

При распространении света по сцинтиллятору часть света поглощается самим сцинтиллятором. Это поглощение характеризуется прозрачностью сцинтиллятора по отношению к спектру испускания. Кроме того, прежде чем свет достигнет ФЭУ, он должен преодолеть пространство между сцинтиллятором и фотокатодом, представляющее собой стеклянное окно упаковочного контейнера сцинтиллятора и стекло колбы ФЭУ, на которую с внутренней стороны напылен фотокатод. В этих материалах также поглощается часть света. Взаимное расположение сцинтиллятор – ФЭУ, качество оптического контакта между ними, наличие световода между сцинтиллятором и ФЭУ приводит к уменьшению числа световых фотонов, достигающих фотокатода. Кроме поглощения света, в перечисленных материалах происходит его потеря в результате неполного отражения на границах этих же материалов. Вылетевшие из фотокатода фотоэлектроны после размножения в диодной системе образуют на аноде ФЭУ заряд  $Q$ , пропорциональный поглощенной в сцинтилляторе энергии фотона. Необходимо отметить, что величина собираемого заряда не постоянна и флуктуирует. Флуктуация заряда  $Q$  определяет энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра.

Для использования сцинтилляционного детектора в качестве спектрометра необходимо, чтобы весь собранный заряд  $Q$  участвовал в создании выходного сигнала, по значению которого определяется поглощенная в сцинтилляторе энергия.

Заряд  $Q$  создает в цепи анода импульс тока. Электроны с фотокатода при прохождении через ФЭУ будут приводить к появлению лавины электронов на аноде, во-первых, с некоторой задержкой по отношению к моменту образования фотоэлектронов, во-вторых, электроны, составляющие лавину, будут появляться на аноде в течение некоторого времени, так как их пути между диодами ФЭУ различны.

В формировании импульса тока участвуют электроны, образованные на фотокатодe, число которых меняется во времени, поскольку число световых квантов, участвующих в образовании фотоэлектронов, есть функция времени, зависящая от времени высвечивания сцинтиллятора. Кроме того, время высвечивания сцинтиллятора подвержено статистическим флуктуациям, поэтому процесс эмиссии фотоэлектронов также меняется во

времени. Всё это вместе приводит к сложному закону зависимости анодного тока от временных характеристик сцинтиллятора и ФЭУ.

Необходимо знать, что время нарастания импульса тока определяется также временем нарастания самого светового импульса сцинтиллятора, отсчитываемого как время между прохождением частицы и временем максимального свечения сцинтиллятора, и некоторым временем запаздывания между моментом поглощения светового фотона фотокатодом и моментом испускания им первого фотоэлектрона. Оба эти интервала времени подвержены статистическим флуктуациям и влияют на формирование переднего фронта импульса тока. Но, учитывая, что они малы, можно считать время нарастания импульса тока зависящим только от временных характеристик ФЭУ.

Как уже отмечалось выше в разделе 4.4, для измерения сигнала со сцинтилляционного детектора к аноду ФЭУ (или же к последнему из динодов) подсоединяется нагрузка  $R$ . Параллельно резистору  $R$  всегда присутствует паразитная емкость  $C$ . Импульс напряжения на сопротивлении  $R$  формируется таким же образом, как и в случае ионизационного детектора.

Распределение амплитуд импульсов около своего среднего значения, вследствие многочисленных статистических флуктуаций различных параметров системы, хорошо аппроксимируется распределением Гаусса.

### **9.1.2. Аппаратурная форма линии спектрометра**

Аппаратурная форма линии (АФЛ) спектрометра энергии определяется физической картиной взаимодействия излучения с детектором и окружающими материалами и представляет собой непрерывное распределение с некоторым количеством пиков. Образование пиков связано с тем или иным видом взаимодействия частицы с детектором или с окружающим материалом, приводящим к поглощению определенной доли энергии частицы в чувствительном объеме детектора. Именно по таким пикам, как правило, можно наиболее точно восстановить характеристики излучения – энергию и интенсивность частиц. Поэтому при конструировании спектрометров стоит задача увеличения вклада импульсов в определенные пики.

Чем уже пики, тем точнее может быть определена энергия частиц и тем более сложные спектры частиц можно исследовать. Поэтому вторая задача, которая ставится при разработке спектрометра, – уменьшение ширины пиков и, следовательно, уменьшение энергетического разрешения.

Непрерывное распределение связано с различными эффектами, приводящими к неполному поглощению энергии частицы в чувствительном объеме детектора, с регистрацией вторичного и фонового излучений и т. д. Чем меньше доля непрерывного распределения в аппаратурном спектре, тем большими возможностями обладает спектрометр.

Наличие непрерывного распределения амплитуд импульсов при исследовании моноэнергетического излучения говорит о неоднозначной связи амплитуды импульса с энергией частицы.

Основными причинами, приводящими к неоднозначной связи являются:

- взаимодействие первичного излучения с веществом на пути источник – чувствительный объем детектора с образованием вторичного излучения (или первичного излучения с меньшей энергией) и с последующей его регистрацией;
- потери энергии частицы в чувствительном объеме детектора, не дающие вклада в полезный сигнал (потери на ионизацию и т. д.);
- *утечка* части энергии частицы из чувствительного объема детектора (неполное поглощение энергии);
- наложение сигналов от разных событий;
- статистический характер процессов преобразования энергии частицы в амплитуду импульсов;
- шумы детектора и электроники.

Сцинтилляционные детекторы широко используются для измерения энергетического распределения излучения. Функция отклика (*аппаратурная форма линии*), связывающая энергию частицы с величиной импульса на выходе детектора,  $G(E, V)$  для заряженных частиц представляет собой распределение, близкое к распределению Гаусса, относительная ширина которого на половине высоты определяется энергетическим разрешением  $\eta$ .

При регистрации  $\gamma$ -квантов и нейтронов функция отклика  $G(E, V)$  приобретает более сложный вид (рис. 9.2). При этом возникает неоднозначная связь между энергией  $\gamma$ -кванта (или нейтрона) и амплитудой импульса. Для нейтронов это связано в основном с зависимостью энергии протона отдачи от угла его вылета. Для  $\gamma$ -квантов характерно еще и наличие нескольких процессов взаимодействия.

Фотоэлектрическое поглощение и образование пар приводят к возникновению максимумов в амплитудном распределении. Комptonовское рассеяние приводит к образованию непрерывного амплитудного распределения. При фотоэлектрическом поглощении вся энергия передается электрону и кванту,

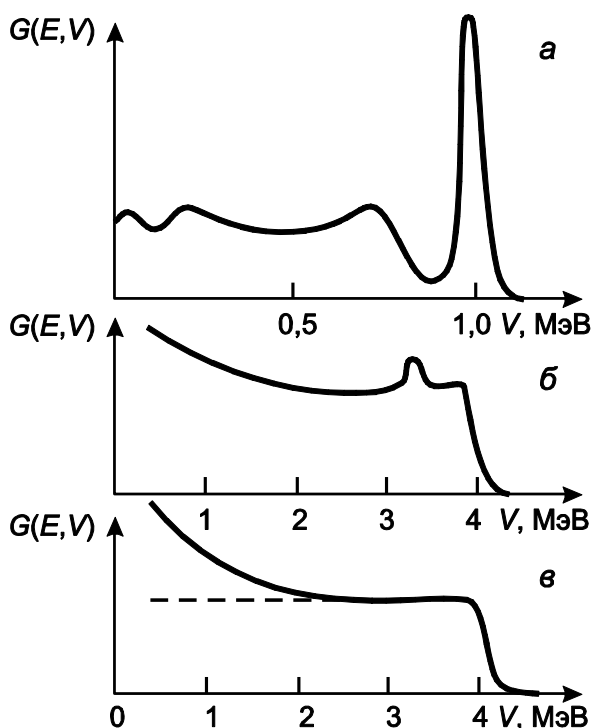


Рис. 9.2. Функции отклика: *а* – кристалл  $\text{NaI(Tl)}$ ,  $\gamma$ -кванты с энергией 1 МэВ; *б* – кристалл стибьена,  $\gamma$ -кванты с энергией 4,5 МэВ; *в* – кристалл стибьена, нейтроны с энергией 4 МэВ (пунктир – функция в шкале энергий протонов отдачи) [2]

что приводит к появлению пика полного поглощения. Второй процесс – образование пар – создает три пика в амплитудном распределении: первый – пик полного поглощения, когда в кристалле поглощаются оба аннигиляционных  $\gamma$ -кванта; второй – при утечке из кристалла одного аннигиляционного кванта и третий – когда оба аннигиляционных кванта выходят из кристалла без взаимодействия. Таким образом, амплитудные распределения при регистрации  $\gamma$ -квантов в неорганических кристаллах оказываются сложными.

В процессе формирования амплитудного распределения для  $\gamma$ -квантов имеет существенное значение и многократное рассеяние квантов внутри кристалла. Этот процесс приобретает тем большее значение, чем больших размеров кристалл.

В результате многократного взаимодействия  $\gamma$ -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  $\tau$ , то можно считать, что создаются единая световая вспышка и единый импульс на выходе сцинтилляционного счетчика. Действительно, скорость  $\gamma$ -квантов около  $3 \cdot 10^{10}$  см/с, поэтому их время жизни в сцинтилляторе по порядку величин равно  $3 \cdot 10^{-11} \cdot l$  с, где  $l$  – или размер сцинтиллятора, или средний свободный пробег  $\gamma$ -кванта в сцинтилляторе, если размер сцинтиллятора больше среднего свободного пробега  $\gamma$ -кванта. Для  $NaI(Tl)$  больших размеров ( $l \approx 10$  см) время образования электронов отдачи около  $3 \cdot 10^{-10}$  с, т. е. в тысячу раз меньше  $\tau$ . **Время высвечивания самых быстрых жидких сцинтилляторов примерно  $3 \cdot 10^{-9}$  с, а пробег  $\gamma$ -квантов в жидких сцинтилляторах около 30 см. И в этом случае время образования электронов отдачи оказывается меньше, чем  $\tau$ .**

Функция отклика, приведенная на рис. 9.2, а является типичной при регистрации  $\gamma$ -квантов для многих неорганических кристаллов, в состав которых входят элементы с большими атомными номерами. Функция  $G(E, V)$  при регистрации  $\gamma$ -квантов с помощью органических кристаллов представляет собой непрерывное распределение, на фоне которого имеется лишь один слабый максимум, если энергия  $\gamma$ -квантов превышает 3–4 МэВ. Такой вид формы линии обусловлен тем, что  $\gamma$ -кванты в органических соединениях взаимодействуют с электронами в основном в результате комптон-эффекта. Вероятность фотоэффекта даже для  $\gamma$ -квантов с энергией 50 кэВ приблизительно в 20 раз меньше вероятности комптоновского рассеяния. **Таким образом, органические кристаллы – практически чистые комптоновские рассеиватели.**

На рис. 9.2, б показана функция  $G(E, V)$  для кристалла стиблена диаметром и высотой 30 мм, облучаемого  $\gamma$ -квантами с энергией 4,5 МэВ. Граница функции  $G(E, V)$  соответствует  $\gamma$ -квантам, претерпевшим



рассеяние на  $180^\circ$ . Небольшой максимум обязан эффекту образования пар. Форма линии мало похожа на спектр электронов отдачи при однократном рассеянии  $\gamma$ -квантов, 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  $3\div 4$  МэВ составляют  $1,5\text{--}2,0$  см. Поэтому в представленном на рис. 9.2, б спектре много импульсов с малыми амплитудами по сравнению с расчетным спектром электронов отдачи.

Рассмотрим теперь вид функции  $G(E, V)$  при регистрации нейтронов. В неорганических кристаллах типа  $NaI(Tl)$  нейтроны будут упруго и не упруго рассеиваться на ядрах, поглощаться. Это основные процессы в области энергий нейтронов до нескольких МэВ. 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 будет много меньше, чем для электронов. Следовательно, амплитуды импульсов, созданные ядрами отдачи, будут очень небольшими. Так, ядро отдачи натрия при энергии нейтрона 3 МэВ сможет получить энергию не более 0,3 МэВ. Конверсионная эффективность для ядер натрия меньше, чем для электронов, по крайней мере, в 5 раз. Следовательно, максимальные импульсы, созданные ядрами отдачи натрия, эквивалентны импульсам от электронов с энергией  $\leq 50$  кэВ.

В результате неупругого рассеяния нейтронов и их радиационного захвата (главным образом ядрами  $I$ ) появляются  $\gamma$ -кванты, которые создают в результате взаимодействий электроны отдачи, а последние создают импульсы на выходе фотоумножителя. Таким образом, нейтроны в таких кристаллах будут регистрироваться в результате двух последовательных взаимодействий – сначала нейтронов с ядрами и затем  $\gamma$ -квантов с электронами. Функция отклика  $G(E, V)$  в этом случае будет слабо зависеть от энергии нейтронов, и в основном будет определяться спектром  $\gamma$ -квантов радиационного захвата и неупругого рассеяния.

Регистрация нейтронов оказывается эффективной в органических сцинтилляторах, где люминесценция происходит под действием протонов отдачи. На рис. 9.2, в показана функция  $G(E, V)$ , измеренная с кристаллом стибенном и нейтронами энергии 4,0 МэВ. Протоны отдачи 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 при использовании органического сцинтиллятора (см. например, рис. 9.1), во-вторых, с конечным значением энергетического разрешения сцинтилляционного счетчика. Кроме того, в кристалле, хотя и с малой вероятностью, происходят многократные соударения нейтронов с ядрами водорода и углерода, а при энергиях нейтронов выше  $10\text{--}15$  МэВ становится заметной  $(n - 3\alpha)$ -реакция. Пунктиром на рис. 9.2, в показана функция

отклика в масштабе энергий протонов отдачи  $G(E, E_p)$ . В этом случае ( $E_n = 4$  МэВ)  $G(E, E_p)$  очень близка к расчетному спектру протонов отдачи.

В заключение опишем функцию  $G(E, V)$  для кристалла  ${}^6\text{LiI}$ , облучаемого нейтронами низких энергий. Для нейтронов низких энергий основной процесс взаимодействия в кристалле – это реакция  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ . Кинетические энергии  $\alpha$ -частицы и тритона равны сумме энергии реакции (4,78 МэВ) и энергии нейтрона. Пока энергия нейтронов мала по сравнению с энергией реакции (в 20 раз меньше),  $G(E, V)$  представляет собой максимум (с относительной шириной около 10%), положение которого не зависит от энергии нейтронов. Таким образом, с помощью амплитудной селекции можно регистрировать нейтроны низких энергий, избавляясь в значительной степени от импульсов, созданных  $\gamma$ -квантами.

### 9.1.3. Физические процессы, приводящие к формированию наиболее характерных участков аппаратурной формы линии $\gamma$ -спектрометра

Аппаратурная форма линии спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения со сцинтилляционным детектором показана на рис. 9.3 [20].

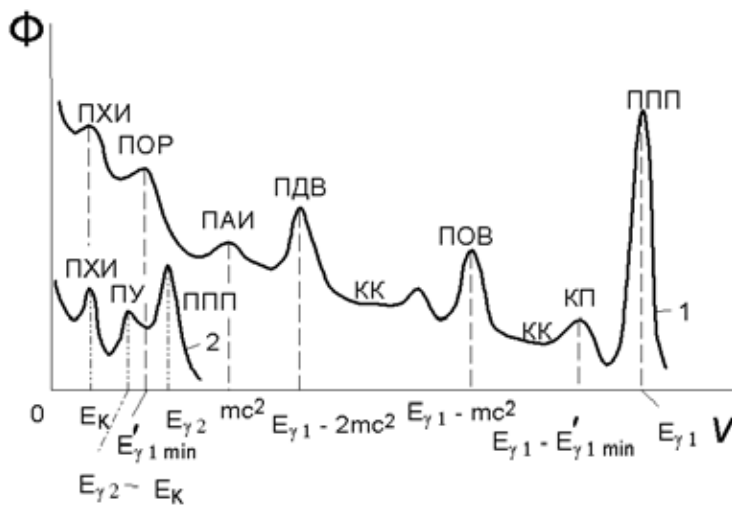


Рис. 9.3. Аппаратурная линия спектрометра энергии  $\gamma$ -излучения со сцинтилляционным детектором: 1 –  $E_\gamma > 2mc^2$ ; 2 –  $E_\gamma \leq 200$  кэВ; ППП – пик полного поглощения; КП – комптоновский пик; ПОВ – пик одиночного вылета; КК – комптоновский непрерывный спектр; ПДВ – пик двойного вылета; ПАИ – пик аннигиляционного излучения; ПУ – пик утечки характеристического излучения детектора; ПОР – пик обратного рассеяния; ПХИ – пик характеристического излучения защиты

детектора. Кроме полного поглощения, возможно **поглощение с уносом части энергии  $\gamma$ -кванта из детектора:**

Крайний правый максимум есть **пик полного поглощения (ППП)**, так как он обусловлен **полным поглощением энергии** в чувствительном объеме детектора. Такое поглощение происходит при фотоэффекте, многократном **комптоновском** рассеянии или образовании пар в глубине детектора с полным поглощением энергии фото- или **комpton-электронов**, электрон - позитронных пар, аннигиляционных **квантов** и характеристического излучения материала

- **Утечка фотоэлектронов**, образовавшихся вблизи поверхности детектора, что существенно для области  $E_\gamma \leq 150 \div 200$  кэВ, где вероятность фотоэффекта возрастает с уменьшением энергии  $\gamma$ -квантов.

- **Утечка характеристического излучения материала детектора** также существенна для малых  $E_\gamma$  вблизи поверхности детектора. Вылет характеристического излучения приводит к образованию пика с энергией  $(E_\gamma - E_K)$  – **пика утечки (ПУ)**. К примеру, энергия связи  $E_K$  электронов на К- оболочке для йода (в кристалле  $NaI(Tl)$ ) равна 28 кэВ.

- **Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов** в детекторе с вылетом рассеянного кванта с энергией

$$E'_\gamma = \frac{mc^2}{(1 - \cos\theta) + mc^2/E_\gamma}, \quad (9.2)$$

при этом

$$E'_{\gamma \min} = \frac{mc^2}{2 + mc^2/E_\gamma}, \quad (9.3)$$

где  $mc^2 = 0,511$  МэВ – энергия покоя электрона;  $\theta$  – угол рассеяния  $\gamma$ -кванта;  $E'_{\gamma \min}$  – минимальная энергия рассеянного кванта (при  $\theta = \pi$ ); при  $E_\gamma \gg mc^2$  –  $E'_{\gamma \min} \approx mc^2/2$ . Амплитуды импульсов имеют при этом непрерывное распределение в области  $0 - (E_\gamma - E'_{\gamma \min})$  – комптоновский континуум. Распределение почти равномерное с подъемом вблизи  $(E_\gamma - E'_{\gamma \min})$ , который называют **комптоновским краем** или **комптоновским пиком (КП)**. Появление этого пика обусловлено **двукратным комптоновским взаимодействием фотона** в чувствительной области детектора и характерно для спектрометров с малым объемом чувствительной области. С увеличением объема чувствительной области детектора пик уменьшается.

- **Образование пар** с последующим вылетом или рассеянием в детекторе аннигиляционных квантов.

При  $E_\gamma > 2mc^2 + E_A \approx 2mc^2$  (где  $E_A$  – энергия ядра отдачи) в веществе детектора может образоваться электрон – позитронная пара с кинетической энергией порядка  $E_\gamma - 2mc^2$ . Если пара образовалась не у поверхности детектора, то её кинетическая энергия полностью поглощается, после чего происходит аннигиляция позитрона с образованием двух  $\gamma$ -квантов с энергией  $mc^2$  каждый. Далее возможны следующие ситуации:

- оба кванта вылетают из детектора. В распределении образуется пик, соответствующий поглощенной энергии порядка  $E_\gamma - 2mc^2$ , – так называемый **пик двойного вылета (ПДВ)**;

- один  $\gamma$ -квант вылетает, другой теряет всю энергию в детекторе. Образуется пик, соответствующий поглощенной энергии порядка  $E_\gamma - mc^2$ , – **пик одиночного вылета (ПОВ)**;

- один или оба  $\gamma$ -кванта рассеиваются. Образуется **комptonовское распределение** в области от  $E_\gamma - 2mc^2$  до  $E_\gamma - mc^2 / 3$ .

Пики вылета шире **ППП** из-за доплеровского уширения аннигиляционной линии и плохо аппроксимируются гауссианом. Однако при энергии  $E_\gamma \geq 4-5$  МэВ они становятся больше **ППП** и могут привлекаться при обработке спектров.

**Попадание** в чувствительный объем детектора и **поглощение** в нем **вторичного излучения**, образовавшегося при взаимодействии первичного  $\gamma$ -кванта с **материалами, окружающими детектор**. Такое рассеянное излучение также может быть причиной образования в аппаратурном спектре новых пиков либо искажения формы имеющихся, что связано со следующими процессами:

- регистрацией  $\gamma$ -квантов, рассеянных на малые углы на пути источник излучения – чувствительный объем детектора, что приводит к поднятию левого крыла **ППП**;

- регистрацией  $\gamma$ -квантов, рассеянных на большие углы, что приводит к образованию пика, соответствующего поглощенной энергии  $E'_{\gamma \min}$ , – так называемого **пика обратного рассеяния (ПОР)**;

- регистрацией аннигиляционных  $\gamma$ -квантов при образовании пар вне детектора – так называемый **пик аннигиляционного излучения (ПАИ)**, соответствующий энергии 0,511 МэВ;

- регистрацией характеристического излучения окружающих материалов, возникающего при фотоэффекте на них первичного  $\gamma$ -излучения, – так называемый **пик характеристического излучения (ПХИ)**, соответствующий энергии  $E_K$ . С увеличением атомного номера  $Z$  материала увеличиваются вероятность фотоэффекта на нем и энергии характеристического излучения  $E_K$ , что приводит к росту **ПХИ** и перемещению его в более высокоэнергетическую область спектра. Обычно большое  $Z$  имеет материал фоновой защиты детектора (свинец,  $E_K = 72$  кэВ); соответствующий пик характеристического излучения имеется в аппаратурном спектре.

**Наложение импульсов** от частиц, последовательно попадающих в детектор и теряющих в нем частично или полностью свою энергию, приводит:

- к общему разбросу амплитуд импульсов, что ухудшает энергетическое разрешение;

- к уменьшению числа импульсов, попадающих в **пик полного поглощения** и другие участки спектра;

- к появлению в аппаратурном спектре компонент, называемых суммарными распределениями.

Различают *суммирование импульсов от коррелированных во времени событий* (например, регистрация частиц, образованных в каскаде; регистрация аннигиляционных  $\gamma$ -квантов) и *случайное суммирование*.

При регистрации каскадных  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$  образуются **пик суммирования**, соответствующий поглощенной энергии  $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ , и непрерывное распределение в области  $0 \div (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} - E'_{\gamma \min})$ . При исследовании позитронно-активных излучателей возникают пики, соответствующие поглощенной энергии  $mc^2 + mc^2/3$ ,  $E_{\gamma} + mc^2$ ,  $2mc^2$  и соответствующие им непрерывные распределения. Пики суммирования от коррелированных событий хорошо аппроксимируются распределением Гаусса, как и пики полного поглощения.

При случайном наложении также образуются пик суммирования и непрерывное распределение. Однако пик имеет несимметричную форму и при суммировании импульсов от частиц с одинаковой энергией  $E_{\gamma 1}$  простирается от пика полного поглощения до амплитуд, соответствующих поглощенной энергии  $2E_{\gamma 1}$ . Вклад суммарного распределения в аппаратный спектр уменьшается с уменьшением светосилы спектрометра, а при случайном суммировании – также при уменьшении временного разрешения спектрометра и интенсивности источника.

#### **9.1.4. Градуировка $\gamma$ -спектрометра по энергии**

Градуировка по энергии заключается в установлении зависимости между амплитудой импульса  $v$  на выходе спектрометра (номером канала анализатора) и энергией частицы.

Анализ аппаратной формы линии, проведенный в предыдущем разделе, показывает, что нет однозначной связи между энергией  $\gamma$ -кванта и выходным сигналом за исключением некоторых участков. В спектрометрах энергии  $\gamma$ -излучения такими участками являются **пики полного поглощения**, пики **вылета аннигиляционных**  $\gamma$ -квантов, край комптоновского распределения и др. Наиболее точно связь амплитуда сигнала – энергия частицы может быть установлена по положению **пика полного поглощения**.

Таким образом, для градуировки спектрометра по энергии требуется определить положения пиков для  $\gamma$ -квантов различной энергии. Для этого снимают спектры излучения нуклидов с хорошо известными энергиями линий – реперов или нормалей энергий. Количество используемых линий  $m$  определяется требуемой точностью градуировки. Далее определяют положения  $v_{0i} (i = 1, 2, \dots, m)$  тех участков спектра (чаще всего **ППП**), по которым можно наиболее точно восстановить энергии квантов. Полученную экспериментальную зависимость в виде точек  $(E_i, v_{0i})$  наносят на график и аппроксимируют подходящей функцией.

#### **9.1.5. Образцовые источники для градуировки $\gamma$ -спектрометров**

Наиболее широкое использование для градуировки сцинтилляционных спектрометров получили комплекты **ОСГИ**.

Комплект **ОСГИ** состоит из 11 источников на основе различных радионуклидов, имеющих относительно простую схему распада. Основные

ядерно-физические характеристики для нуклидов из комплекта **ОСГИ** представлены в табл. 9.1.

Здесь  $T_{1/2}$  означает период полураспада нуклида, а  $I_{abc}$  – абсолютная интенсивность, то есть выраженная в процентах вероятность испускания определенной частицы данной группы или фотона данной энергии на распад. Значения  $I_{abc}$  приводятся на схемах распада после энергии частицы. Величины в скобках представляют погрешности данного значения в единицах последней значащей цифры этого значения.

Таблица 9.1

Ядерно-физические характеристики нуклидов из комплекта **ОСГИ** [114]

Нуклид	Энергия $\gamma$ -излучения, кэВ	$I_{abc}$ , %	$T_{1/2}$
$^{241}Am$	59,537 (1)	35,75 (30)	432,1 (9) года
$^{57}Co$	122,06135 (35)	85,70 (17)	271,81 (8) сут
	136,4743 (5)	10,60 (16)	-
$^{139}Ce$	165,857 (1)	77,88 (8)	137,67 (6) сут
$^{203}Hg$	279,197 (1)	81,56 (7)	46,595 (22) сут
$^{113}Sn$	391,705 (2)	64,9 (5)	115,09 (8) сут
$^{137}Cs$	661,660 (3)	85,08 (16)	30,17 (24) года
$^{54}Mn$	834,848 (3)	99,9755 (8)	312,16 (9) сут
$^{88}Y$	898,047 (6)	94,1 (8)	106,617 (28) сут
	1836,066 (9)	99,34 (6)	-
$^{65}Zn$	1115,546 (4)	50,70 (25)	244,12 (20) сут
$^{60}Co$	1173,237 (5)	99,89 (4)	5,2714 (10) года
	1332,502 (5)	99,9818 (5)	-
$^{22}Na$	511,0000 (14)	180,88 (36)	2,6019 (8) года
	1274,543 (5)	99,940 (4)	

Простота схемы распада **ОСГИ** позволяет надежно выделять **ППП** в аппаратном спектре, что дает возможность исследовать и другие параметры аппаратурной линии спектрометра.

Вместе с тем энергетический диапазон **ОСГИ** (0,0559–1,8 МэВ) недостаточен для решения ряда задач  $\gamma$ -спектрометрии из-за неравномерного распределения по диапазону реперных линий.

В комплект **ОСГИ-М**, представляющий многореперные образцовые спектрометрические  $\gamma$ -источники, включены источники на основе  $^{56}Co$ ,  $^{75}Se$ ,  $^{110m}Ag$ ,  $^{133}Ba$ ,  $^{152}Eu$ ,  $^{182}Ta$ ,  $^{192}Ir$ . Значения периода полураспада и энергетического диапазона каждого нуклида приведены в табл. 9.2.

**ОСГИ-М** позволяют проводить градуировку спектрометров в диапазоне от 50 до 3500 кэВ, обеспечивая при этом весь энергетический диапазон достаточно большим числом реперных линий.

Каждый источник **ОСГИ-М** представляет собой кольцо из дюралюминия с закрепленными на нем двумя дисками из органической пленки, между которыми в центре нанесено радиоактивное вещество в виде пятна. Диаметр источника равен 29 мм, толщина – 2 мм, диаметр активного пятна не более 5 мм.

Номинальное значение активности для источников  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{192}\text{Ir}$  составляет 0,5 МБк, для остальных – 0,2 МБк. **ОСГИ-М** могут служить стандартными образцами энергии относительных интенсивностей и утверждены в качестве стандартных образцов (**СОСГИ-М**). Дополнительно **СОСГИ-М** одновременно служат и образцовой мерой внешнего  $\gamma$ -излучения определенной энергии. В этом заключается их основное отличие от **ОСГИ**, так как последние являются мерой активности.

Таблица 9.2

Значения периодов полураспада и диапазона энергий  $\gamma$ -излучения нуклидов, входящих в состав **ОСГИ-М** [114]

Нуклид	Период полураспада	Диапазон энергий, кэВ	Количество аттестованных реперных линий
$^{56}\text{Co}$	77,9 (13) сут	846 - 3548	14
$^{75}\text{Se}$	119,77 (9) сут	66 - 400	9
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	249,75 (20) сут	447 - 1562	15
$^{133}\text{Ba}$	10,536 (17) года	53 - 384	9
$^{152}\text{Eu}$	13,54 (13) года	122 - 1528	14
$^{182}\text{Ta}$	114,43 (11) сут	152 - 264	7
		1002 - 1289	9
$^{192}\text{Ir}$	73,89 (28) сут	201 - 884	14

### 9.1. 6. Энергетическое разрешение спектрометра

Наиболее важным параметром, характеризующим технический уровень спектрометра, является разрешающая способность, т. е. способность обнаружить две группы моноэнергетического излучения одного вида.

Разрешающую способность количественно оценивают по энергетическому разрешению, являющейся величиной обратно пропорциональной разрешающей способности. Под энергетическим разрешением понимается полная ширина **ППП** на половине его высоты (рис. 9.4).

Обычно энергетическое разрешение выражается в энергетических единицах (эВ, кэВ). Физический смысл этого параметра заключается в том, что он определяет, какая минимальная разница в энергиях  $\Delta E$  должна быть у двух моноэнергетических групп заряженных частиц или фотонов одинаковой интенсивности, чтобы спектрометр смог их различить.

Относительное энергетическое разрешение спектрометра определяется в процентах как отношение ширины  $\Delta E$  пика в единицах энергии на половине его высоты к энергии  $E$ , соответствующей максимуму пика [115]

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100\%. \quad (9.4)$$

Обычно энергетическое разрешение спектрометра определяется по  $\gamma$ -излучению  $^{137}\text{Cs}$  с энергией 660 кэВ. Разрешение спектрометра обратно пропорционально корню квадратному из энергии  $\gamma$ -излучения [115]

$$\eta \sim 1/\sqrt{E}. \quad (9.5)$$

Чем лучше разрешение спектрометра (меньше величина  $\eta$ ), тем более близкие линии  $\gamma$ -излучения могут быть разделены между собою, что особенно существенно при идентификации изотопного состава измеряемых образцов.

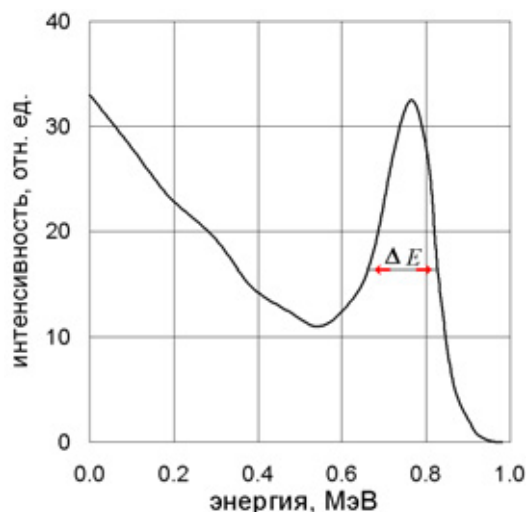


Рис. 9.4. Типичный аппаратурный спектр моноэнергетической линии  $\gamma$ -излучения с энергией 0,765 МэВ. Пик полного поглощения обусловлен фотоэффектом и многократным рассеянием  $\gamma$ -излучения. Левее пика располагается спектр комптоновских электронов

Разрешение спектрометра зависит от ряда факторов: собственного разрешения сцинтиллятора, которое определяется главным образом его неоднородностью и различными условиями светосбора (в зависимости от места световой вспышки), а также собственного разрешения фотоэлектронного умножителя. Для сцинтилляторов на кристаллах  $NaI(Tl)$  средних размеров (диаметр примерно 40–70 мм) энергетическое разрешение на линии 660 кэВ обычно составляет 12–15% и для лучших экземпляров датчиков достигает 7–10%. В том случае, когда шкала

спектрометра линейна, энергетическое разрешение может быть установлено непосредственно по амплитудному распределению импульсов

$$\eta = (\Delta A / A) \cdot 100\%, \quad (9.6)$$

где величина  $A$  выражается в вольтах или в числе каналов.

### 9.1.7. Типы сцинтилляционных $\gamma$ -спектрометров

Сцинтилляционные  $\gamma$ -спектрометры получили наибольшее распространение для анализа спектров  $\gamma$ -излучения, а среди сцинтилляторов выбор пал на неорганические кристаллы, в первую очередь на  $NaI(Tl)$ , в силу их высокой конверсионной эффективности. Основным достоинством таких гамма спектрометров является большая эффективность (светосила), но энергетическое разрешение довольно низкое: 15–4% в области энергий квантов 100 кэВ – 10 МэВ.

Как отмечалось выше, энергия  $\gamma$ -излучения определяется по энергии электронов (или протонов), образующихся в результате взаимодействия падающего  $\gamma$ -излучения с веществом сцинтиллятора. Сложный характер этого взаимодействия, т. е. образование вторичных электронов разной энергии при моноэнергетическом падающем  $\gamma$ -излучении, приводит к возникновению сложной аппаратурной формы линии в однокристалльных сцинтилляционных спектрометрах  $G(E, V)$ , и поэтому не всегда надежно удается определить спектр  $\gamma$ -квантов по измеренным **амплитудным распределениям**. По этой причине разработан ряд многокристалльных спектрометров, позволяющих



получить функцию отклика  $G(E, V)$ , близкую к идеальной, а именно в виде одного пика – колоколообразного по форме распределения сигналов по амплитуде. Правда, эффективность многокристалльных спектрометров обычно меньше эффективности однокристалльных. В таких спектрометрах в светосиле, а иногда и в энергетическом разрешении, приходится проигрывать, но в результате достигается хорошая аппаратная форма линии. Поэтому многокристалльные спектрометры принято называть спектрометрами с улучшенной аппаратной формой линии.

### Однокристалльные сцинтилляционные $\gamma$ -спектрометры.

Коллимированный пучок  $\gamma$ -квантов направляется на кристалл сцинтилляционного счетчика (рис. 9.5), импульсы которого после усилителя попадают на амплитудный многоканальный анализатор. Типичные распределения амплитуд импульсов, полученные с кристаллом  $NaI(Tl)$

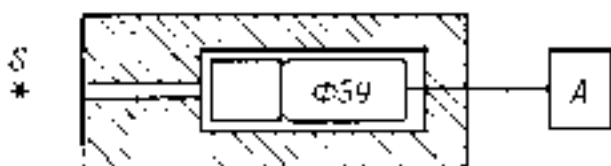


Рис. 9.5. Структурная схема однокристалльного сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра

диаметром и высотой 40 мм, показаны на рис. 9.6.

В амплитудных распределениях виден четко выраженный максимум – пик полного поглощения, обусловленный фотоэлектрическим поглощением  $\gamma$ -квантов и их многократным комптоновским взаимодействием в кристалле с последующим поглощением. **Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов, тем больше абсолютный разброс по амплитудам импульсов. Поэтому с ростом энергии  $\gamma$ -квантов пик полного поглощения всё хуже и хуже отделяется от непрерывного комптоновского распределения и всё 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. рис. 9.3). С дальнейшим ростом энергии  $\gamma$ -квантов эти пики все хуже разделяются и при энергиях выше 7 МэВ практически сливаются в один широкий максимум (рис. 9.6).

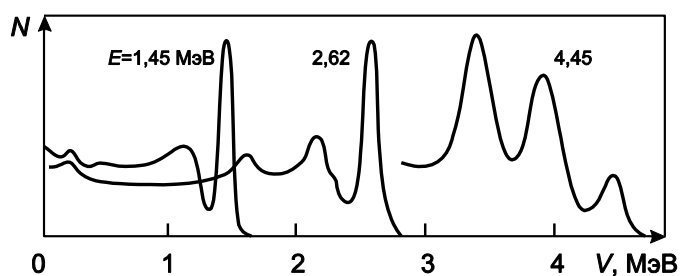


Рис. 9.6. Функция отклика для  $\gamma$ -квантов разных энергий однокристалльного сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра [2]

Приведенные на рис. 9.6 функции отклика  $G(E, V)$  довольно сложны, и это затрудняет получение спектров  $\gamma$ -квантов по измеренным амплитудным распределениям импульсов. Функции отклика будут иметь более близкий к распределению Гаусса вид, если увеличивать размеры кристаллов. Этому же способствует применение коллиматоров, которые позволяют выделить узкий пучок  $\gamma$ -квантов и направить его в центр кристалла.

Если увеличить размер кристалла, то аппаратная форма линии примет более простой вид, заключающийся в том, что повышается вероятность фотопоглощения и увеличивается вклад многократного рассеяния фотонов, приводящего к полной потере энергии этих фотонов. В результате происходит относительное перераспределение числа сигналов между непрерывным комптоновским распределением и пиком полного поглощения в пользу последнего (рис. 9.7). Фотоэффективность спектрометров с большим кристаллом при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией до нескольких МэВ приближается к 100%. Такие спектрометры называются спектрометрами полного поглощения. Но особо увлекаться большими размерами кристалла не стоит, так как ухудшается энергетическое разрешение, главным образом из-за неодинаковых условий светособирания из различных точек сцинтиллятора.

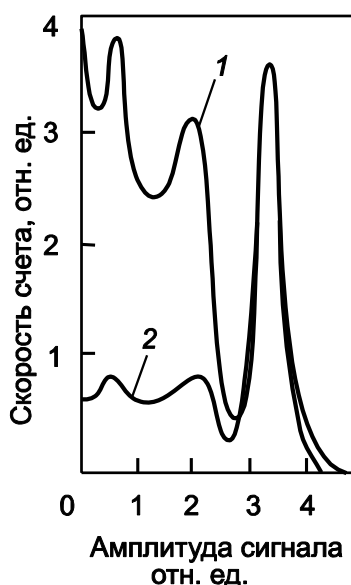


Рис. 9.7. Амплитудные распределения импульсов с однокристалльного гамма-спектрометра с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размерами  $\varnothing=30$  мм, высота 10 мм (1) и  $\varnothing=80$  мм, высота 80 мм (2) при регистрации  $\gamma$ -излучения  $^{65}\text{Zn}$  [113]

При измерениях спектров  $\gamma$ -квантов с помощью однокристалльных сцинтилляционных спектрометров основная проблема заключается в преобразовании амплитудного распределения импульсов в энергетические спектры, т. е. в решении интегрального уравнения (9.1). 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 рассчитать или определить экспериментально. **Экспериментальное определение  $G(E, V)$  имеет в сравнении с расчетным преимущества: в расчетах не удастся точно учесть многие эффекты**, такие, как уход электронов из кристалла, рассеяние  $\gamma$ -квантов на предметах, окружающих кристалл, и т. д. В области энергий  $\gamma$ -квантов ниже 3 МэВ имеется достаточное число радиоактивных источников  $\gamma$ -квантов, испускающих одну или две группы моноэнергетических  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов, внесению поправок в измеренные распределения на рассеяние  $\gamma$ -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 [2]:

$$\int G(E, V) dV = \varepsilon(E), \quad (9.7)$$

где  $\varepsilon(E)$  – эффективность сцинтилляционного счетчика.

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, как уже было показано выше, обратно пропорционально  $\sqrt{E_\gamma}$ .

Использование неорганических кристаллов, таких, как  $NaI(Tl)$  и  $CsI(Tl)$ , не всегда возможно, если исследуемое  $\gamma$ -излучение сопровождается нейтронами. Нейтроны, поглощаясь в йоде (сечение радиационного захвата нейтронов с энергией около 100 кэВ равно 0,1 барн), создают  $\gamma$ -кванты, энергии которых лежат в области до 6 МэВ. Кроме того, нейтроны с энергиями выше 0,5 МэВ при неупругом рассеянии также образуют  $\gamma$ -кванты, а сечение неупругого рассеяния достигает примерно 1 барн, т. е. сравнимо с сечением взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомами. ***Поэтому неорганические кристаллы практически нельзя использовать для спектрометрии  $\gamma$ -квантов, если последние сопровождаются нейтронами, потоки которых сравнимы с потоками  $\gamma$ -квантов.***

Изучение спектрального состава  $\gamma$ -излучения при большом нейтронном фоне можно проводить с помощью сцинтилляционных спектрометров с органическими кристаллами (например, стильбен). Органические кристаллы состоят из углерода и водорода. Последние имеют пренебрежимо малые сечения радиационного захвата, а неупругое рассеяние нейтронов возможно только на ядрах углерода при энергии нейтронов выше 4,4 МэВ. Правда, нейтроны с большой вероятностью могут регистрироваться в органическом кристалле в результате упругого рассеяния на ядрах водорода. Однако существуют способы разделения электронных и протонных импульсов в сцинтилляционных счетчиках, что позволяет использовать их как для регистрации нейтронов на фоне  $\gamma$ -излучения, так и  $\gamma$ -квантов на фоне нейтронного потока.

Брукс и Оуэн предложили способы разделения импульсов от электронов и протонов в органических кристаллах по форме сигналов.

В большинстве органических сцинтилляторах временное распределение фотонов люминесценции можно представить в виде суммы двух экспонент, со значительно отличающимися постоянными времени  $\tau$ . **Отношения интенсивностей медленной и быстрой компонент отличаются при возбуждении кристалла электронами и протонами.** Это позволяет разделять импульсы, созданные протонами и электронами. Идею разделения поясним на схеме Брукса.

На рис. 9.8 приводится структурная схема разделения **протонных** и **электронных** импульсов. С анода фотоумножителя снимается импульс напряжения с резистора сопротивлением порядка 1 кОм, а с динода – с резистора сопротивлением порядка 50 кОм. Если в кристалле создаются равные по интенсивности световые вспышки электроном и протоном, то

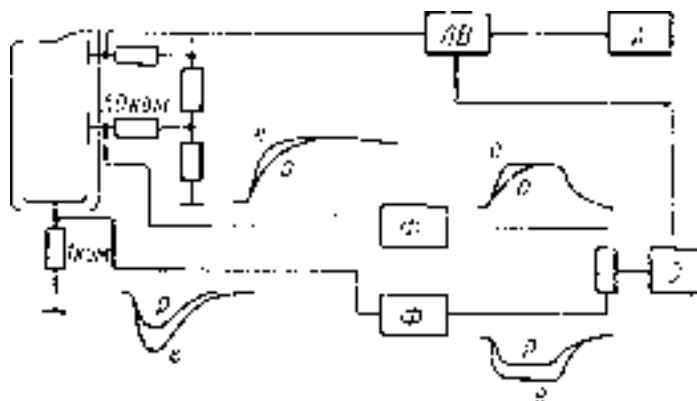


Рис. 9.8. Схема разделения импульсов, созданных электронами и протонами: ЛВ – линейные ворота; А – анализатор; D – дискриминатор; Ф – формирователь [2]

формы импульсов на диноде несколько отличаются 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

одинаковы. На аноде электронный импульс имеет большее значение, чем протонный, так как малое значение  $RC$  в анодной цепи приводит 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  $\gamma$ -кванта (электрон). В спектрометрах импульс на анализатор снимают с какого-либо, например, предпоследнего динода и направляют на анализатор через **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  $\gamma$ -кванты с энергиями выше 100 кэВ при потоках нейтронов, превышающих потоки  $\gamma$ -квантов в 100-1000 раз. Возможна и регистрация только нейтронов с энергиями выше 500 кэВ при потоках  $\gamma$ -квантов, превышающих потоки нейтронов в сотни раз и более.

Спектрометры с кристаллом стильбена и схемой разделения используются для исследования спектров  $\gamma$ -квантов, дискретных и особенно непрерывных. Изучение спектров  $\gamma$ -квантов с помощью спектрометров с органическими кристаллами также требует обязательного преобразования измеренного амплитудного распределения в энергетические спектры.

*Функцию откликов сцинтилляционных спектрометров можно значительно улучшить в многокристальных спектрометрах.* В многокристальных спектрометрах с улучшенной аппаратной формой линии добиваются таких условий, при которых энергия регистрируемых вторичных электронов была бы однозначно связана с энергией падающих фотонов. При этом можно использовать как фотоэффект, так и неполное поглощение энергии фотонов, что достигается применением наряду с основным анализирующим кристаллом специальных вспомогательных (управляющих) сцинтилляторов и электронных устройств. Вспомогательные сцинтилляторы не обязательно должны быть кристаллами, поэтому понятие "многокристальные спектрометры" не совсем точно.

**Гамма-спектрометры с охранным сцинтиллятором антисовпадений.** Структурная схема такого спектрометра изображена на рис. 9.9, а. Импульсы

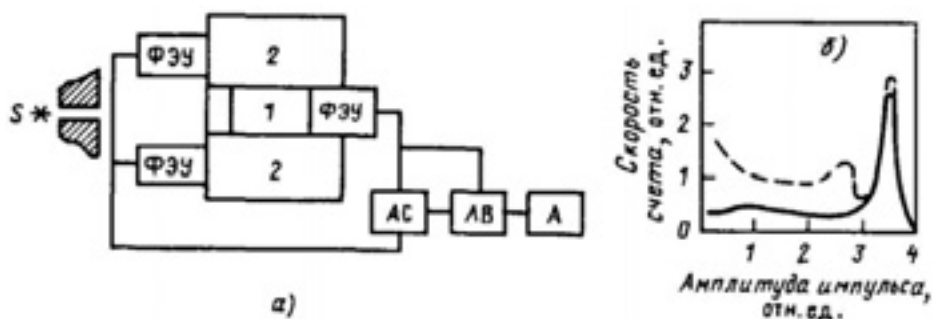


Рис. 9.9. Структурная схема гамма-спектрометра с защитой антисовпадениями (а) и спектр (б) амплитуд импульсов сплошная кривая). Пунктиром показан вариант для однокристалльного спектрометра;  $S$  – источник; 1 – центральный кристалл; 2 – управляющий кристалл; АС – схема антисовпадений; ЛБ – линейные ворота; А – амплитудный анализатор [113]

с центрального кристалла направляются на амплитудный анализатор при условии отсутствия сигналов, снимаемых с охранных сцинтилляторов. Охранной кольцеобразный сцинтиллятор или несколько сцинтилляторов, окружающих центральный кристалл, просматриваются несколькими ФЭУ, работающими на один управляющий вход схемы антисовпадений. Охранные сцинтилляторы регистрируют  $\gamma$ -кванты, рассеянные в центральном кристалле и вылетающие из него. Поскольку сигналы с охранных сцинтилляторов являются запрещающими для анализа сигналов с центрального кристалла, то в амплитудном распределении практически остаются сигналы, отвечающие

полному поглощению  $\gamma$ -квантов в центральном кристалле. Если бы охранные сцинтилляторы регистрировали все рассеянные кванты, выходящие из центрального кристалла, то аппаратная форма линии представляла собой чистый пик полного поглощения. Но практически добиться 100% регистрации рассеянных квантов невозможно, поэтому реально наблюдают сильно подавленное непрерывное распределение от комптоновских электронов. На рис. 9.9, б для примера приведены спектры амплитуд импульсов в однокристалльном режиме и с использованием защитных кристаллов, включенных на антисовпадения. Размеры защитных сцинтилляторов не стоит делать очень большими, поскольку сильно возрастает нагрузка фоновыми сигналами.

### Комптоновские сцинтилляционные гамма-спектрометры.

Принципиальное устройство спектрометра изображено на рис. 9.10, а. Коллимированный пучок  $\gamma$ -квантов падает на центральный кристалл, в котором с определенной вероятностью происходит комптоновское рассеяние.

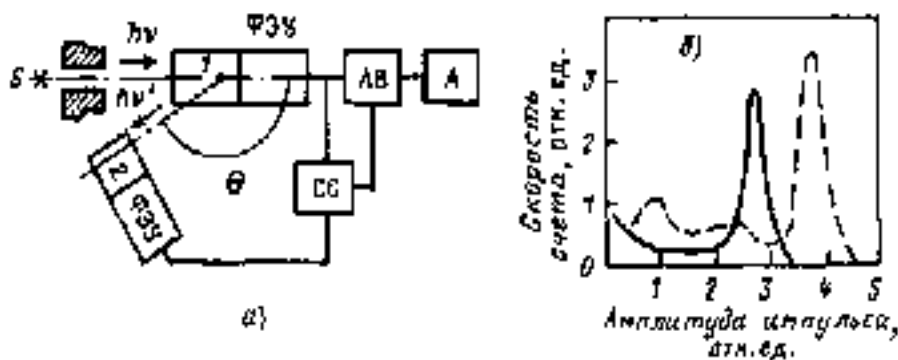


Рис. 9.10. Структурная схема (а) комптоновского  $\gamma$ -спектрометра и спектр (б) амплитуд импульсов (сплошная кривая). Пунктир – однокристалльный вариант:  $\theta$  - фиксированный угол рассеяния; СС – схема совпадений [113]

Импульсы с центрального кристалла анализируются только в том случае, если в управляющем кристалле зарегистрирован рассеянный квант. Отбор событий осуществляет схема совпадений. В результате аппаратная форма линии представляет собой спектр амплитуд импульсов от регистрации комптоновских электронов, которым соответствуют рассеянные  $\gamma$ -кванты, зарегистрированные управляющим кристаллом. Угол рассеяния  $\gamma$ -кванта из центрального кристалла фиксирован. Существует однозначная связь между углом рассеяния  $\gamma$ -кванта и энергией комптоновского электрона. Поэтому в приборном спектре каждой линии исследуемого спектра соответствует только один пик, образованный за счет регистрации комптоновских электронов (рис. 9.10, б). Угол рассеяния выбирают близким к  $180^\circ$ . Выбор диктуется тем обстоятельством, чтобы комптоновскому электрону была передана по возможности большая доля энергии. Кроме того, при значительных углах рассеяния становится слабой зависимость между углом рассеяния и энергией комптоновского электрона. Амплитуда отобранных

таким способом импульсов пропорциональна энергии комптоновских электронов:

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - 1 / \left[ 1 + E_\gamma / \left( 1 - \frac{\cos\theta}{m_0 c^2} \right) \right] \right\}. \quad (9.8)$$

Легко видеть, что при  $\theta \approx 180^\circ$  выражение для  $E_e$  принимает вид

$$E_e \approx E_\gamma - \frac{m_0 c^2}{2}, \quad (9.9)$$

а зависимость между энергией  $\gamma$ -кванта и энергией комптоновского электрона становится приблизительно линейной (рис. 9.11).

Основным достоинством данного типа спектрометров является хорошая форма линии, существенным недостатком – низкая светосила. Последнее связано с необходимостью коллимирования  $\gamma$ -излучения и использования

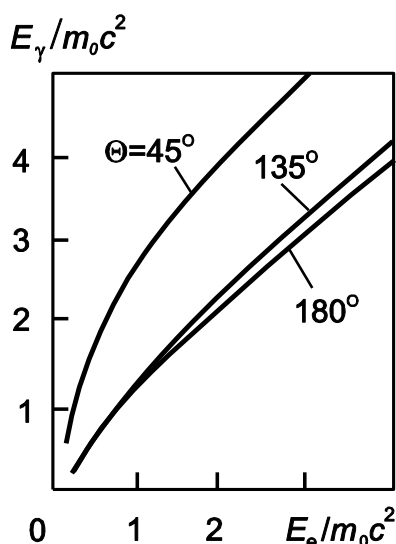


Рис. 9.11. Зависимость между энергией  $\gamma$ -квантов и энергией электронов отдачи при различных углах рассеяния  $\theta$  [113]

малых телесных углов при выделении рассеянных  $\gamma$ -квантов под фиксированным углом  $\theta$  (в некоторых пределах малого угла  $\Delta\theta$ ). Кроме того, рассеянные  $\gamma$ -кванты должны пройти центральный кристалл без взаимодействия и зарегистрироваться в управляющем кристалле. Эффективность спектрометра существенным образом зависит от формы центрального кристалла. Его выбирают с малым радиусом, а управляющий кристалл делают кольцевым.

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра по сравнению с однокристалльным хуже по нескольким причинам. Во-первых, центральный кристалл регистрирует

меньшую поглощенную энергию, чем при однокристалльном режиме, так как часть ее уносится рассеянным квантом; во-вторых, появляется неоднозначность в определении угла рассеяния  $\theta$ , к которому привязывается определение энергии комптоновского электрона. Рассеянные кванты регистрируются в пределах некоторого угла  $\theta + \Delta\theta$ . При исследовании  $\gamma$ -квантов с энергией около 3 МэВ удается добиться энергетического разрешения 5-6%. Существенное увеличение светосилы комптоновского спектрометра можно получить, используя схему сложения амплитуд импульсов, поступающих от центрального и управляющего кристаллов, при условии их совпадения во времени.

Амплитуда импульса в центральном кристалле удовлетворяет соотношению  $A_1 \sim E_\gamma - E'_\gamma$ , где  $E_\gamma$  – энергия падающих  $\gamma$ -квантов,  $E'_\gamma$  – энергия рассеянных в центральном кристалле квантов и попадающих в управляющий кристалл. В управляющем кристалле амплитуда импульса  $A_2$  пропорциональна  $E'_\gamma$ , если рассеянный квант с энергией  $E'_\gamma$  поглотился полностью. Тогда амплитуда суммарного импульса пропорциональна полной энергии падающего кванта, т. е.  $A = A_1 + A_2 \sim E_\gamma$  (при условии равенства коэффициентов пропорциональности между  $A$  и  $E$  в каждом канале, что легко достигается настройкой электронных трактов). В таком спектрометре анализируются сигналы, амплитуда которых пропорциональна  $E_\gamma$ , независимо от угла рассеяния падающего кванта в центральном кристалле. Это позволяет использовать сколь угодно большие углы  $\Delta\theta$ , а значит, и достигать существенно большей светосилы, на два–три порядка большей, чем

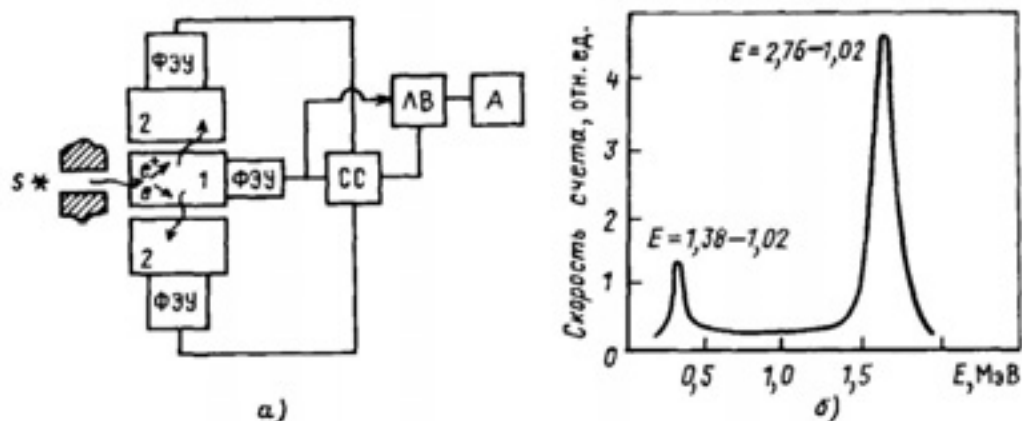


Рис. 9.12. Структурная схема (а) парного сцинтилляционного спектрометра и спектр амплитуд импульсов (б) для источника  $\gamma$ -квантов  $^{24}\text{Na}$  ( $E_\gamma=2,76$  МэВ и  $1,38$  МэВ) [113]

без сложения амплитуд. Так как в управляющем кристалле не все рассеянные кванты поглощаются полностью, то в аппаратном спектре будет присутствовать некоторый непрерывный спектр импульсов, но площадь под ним может быть легко уменьшена за счет увеличения размеров управляющего сцинтиллятора.

*Энергетическое разрешение спектрометров со сложением амплитуд приближается к однокристалльным.*

**Сцинтилляционные парные  $\gamma$ -спектрометры.** Принцип действия этого типа спектрометров можно пояснить с помощью рис. 9.12, где изображены структурная схема парного спектрометра и аппаратная форма линии.

Коллимированный пучок падающих  $\gamma$ -квантов попадает на центральный кристалл 1. В результате эффекта образования пар, возникающие два аннигиляционные кванта имеют определенную вероятность покинуть центральный кристалл без взаимодействия и быть зарегистрированными управляющими кристаллами 2. Электронная схема построена таким образом,



что она отбирает на анализ сигналы с центрального кристалла только при наличии одновременно с ним сигналов в двух управляющих кристаллах. Таким образом, каждой  $\gamma$ -линии в приборном спектре соответствует пик, отвечающий поглощенной энергии  $E_\gamma - 2m_0c^2$ .

Центральный кристалл должен иметь оптимальные форму и размеры: достаточную высоту для достижения необходимой эффективности взаимодействия и диаметр, обеспечивающий достаточный выход аннигиляционных квантов из кристалла. Управляющие кристаллы выгодно взять большими, что увеличивает вероятность поглощения аннигиляционных квантов. Но в очень больших кристаллах существенно возрастает нагрузка фоновыми сигналами, что является нежелательным.

Сцинтилляционные парные спектрометры имеют хорошую аппаратную форму линии, но обладают очень низкой светосилой. Парные спектрометры целесообразно использовать при  $E_\gamma > 2 \text{ МэВ}$ . Так как светосила спектрометров низка, то активность источников должна быть достаточно высокой.

Все рассмотренные типы **многокристалльных гамма-спектрометров** обладают одним общим достоинством – хорошей аппаратной формой линии, но все они, за исключением спектрометра с защитой на антисовпадениях, имеют низкую светосилу. На рис. 9.13 представлены для сравнения зависимости эффективности различных сцинтилляционных спектрометров от энергии  $\gamma$ -квантов.

В комптоновском и парном спектрометрах энергетическое разрешение также ниже, чем в однокристалльном или в спектрометрах с защитой на антисовпадениях, поскольку в центральном кристалле регистрируется энергия, меньшая полной энергии падающих  $\gamma$ -квантов. Несколько улучшить энергетическое разрешение можно при использовании более жестких условий отбора сигналов, поступающих на анализ. Например, в комптоновском спектрометре уменьшить угол  $\Delta\theta$ ,

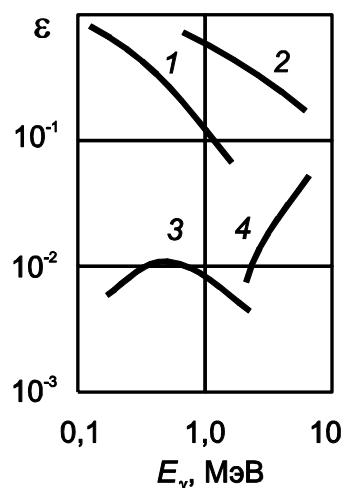


Рис. 9.13. Эффективность различных сцинтилляционных спектрометров как функция энергии  $\gamma$ -квантов [113]: 1 – однокристалльный ПК с кристаллом  $NaI(Tl)$   $\varnothing=50$  мм,  $h=40$  мм; 2 – такой же спектрометр с кристаллом  $\varnothing=100$  мм,  $h=100$  мм; 3 – комптоновский спектрометр с центральным кристаллом  $\varnothing=30$  мм,  $h=13$  мм, управляющий кристалл кольцевой:  $\varnothing=80$  мм,  $h=30$  мм, диаметр отверстия 18 мм; 4 – парный спектрометр с центральным кристаллом  $\varnothing=32$  мм,  $h=40$  мм, управляющий кристалл кольцевой

сигналы с кристаллов пропускать через узкие линейные ворота и т. п. Но такие меры еще больше снижают эффективность спектрометров. В некоторых многокристалльных спектрометрах в качестве центрального кристалла можно использовать полупроводниковые детекторы. Например, в спектрометре с защитой на антисовпадениях. Принцип действия остается прежним, т. е. улучшается аппаратная форма линии, а энергетическое разрешение определяется уже самим полупроводниковым детектором.

## **9.2. Магнитные спектрометры**

### **9.2.1. Принцип действия и основные характеристики спектрометров**

Использование магнитных полей для изучения энергетических распределений заряженных частиц основано на зависимости силы, действующей на движущуюся заряженную частицу со стороны магнитного поля, от величины скорости частицы, и, в конечном счете, от энергии. Принцип работы всех приборов для измерения энергий заряженных частиц по их отклонению в магнитном поле заключается в том, что магнитное поле производит пространственное разделение этих частиц по импульсам, т. е. радиус кривизны траекторий тем больше, чем больше энергия (импульс) частицы. Если вектор скорости частицы перпендикулярен силовым линиям поля, то в постоянном, однородном магнитном поле частица движется по круговой траектории, в противном случае, – по спирали с осью, параллельной силовым линиям поля. Приборы, в которых исследуемые частицы движутся по круговым траекториям, называют приборами с поперечным магнитным полем, а приборы, в которых траектория движения частиц спиралевидная, – приборами с продольным магнитным полем (винтовые спектрометры).

В соответствии с принятой в спектроскопии заряженных частиц терминологией та часть прибора, в которой происходит разложение частиц в спектр, называется анализирующим элементом. Исследуемые частицы описывают траектории, локализованные в определенной области, положение которой в процессе измерений не меняется. Это облегчает задачу расчета параметров спектрометров, когда достаточно знать закон распределения поля в сравнительно узкой области – месте прохождения предполагаемых траекторий. В большинстве современных спектрометров магнитное поле, служащее анализатором, одновременно производит и фокусировку пучка исследуемых частиц.

В общем виде проблема создания магнитных спектрометров содержит в себе две задачи: собрать в приборе как можно больше ядерных частиц и получить наилучшее разрешение по энергии. Так как все электронно-оптические приборы имеют абберации, то, очевидно, невозможно создать спектрометр, совершенный в обоих отношениях. Возможности конкретного типа спектрометра определяются основными его характеристиками – светосилой и разрешением.

Пусть частица массой  $M$  с зарядом  $Ze$  движется со скоростью  $v$  в однородном магнитном поле с индукцией  $B$  в плоскости, перпендикулярной

силовым линиям. Радиус кривизны  $r$  круговой траектории, описываемой частицей, удовлетворяет уравнению [113]

$$BZev = \frac{Mv^2}{r}, \quad (9.10)$$

где  $M = M_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$  – масса частицы;  $M_0$  – масса покоя частицы,  $c$  – скорость света.

Импульс частицы равен

$$p = Mv = M_0v / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = ZeB \cdot r. \quad (9.11)$$

Кинетическая энергия

$$E = Mc^2 - M_0c^2 = M_0c^2 / \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right). \quad (9.12)$$

Для электронов эти выражения упрощаются, поскольку  $Z = 1$ ,  $M \Rightarrow m$ ,  $M_0 \Rightarrow m_0$ . Использование импульсного представления оказалось удобным, так как оно непосредственно указывает, какие величины магнитного поля и размеры прибора необходимы, чтобы исследовать данные частицы. Из этого же выражения видно, что для анализа тяжелых заряженных частиц трудности создают большие значения  $B \cdot r$ , для которых необходимы поля порядка 1 Тл и более. Кроме того, например, для  $\alpha$ -частиц вполне пригодны более простые приборы, такие, как полупроводниковые спектрометры. Поэтому магнитные спектрометры наибольшее применение нашли в  $\beta$ -спектрометрии.

В дальнейшем изложение магнитных методов будет касаться только легких заряженных частиц – электронов. В  $\beta$ -спектрометрии импульс электронов принято выражать в единицах  $B \cdot r$ , так, как произведение  $B \cdot r$  наглядно показывает необходимые размеры прибора и требуемую величину индукцию поля.

Непосредственно измеряемой величиной с помощью магнитных спектрометров является распределение электронов по импульсам  $N(p)$ . Для того, чтобы перейти к распределению по энергиям, необходимо учесть связь импульса с энергией. Для этого необходимо использовать релятивистские выражения для импульса электрона и для кинетической энергии

$$pc = \sqrt{E(E + 2m_0c^2)} = eB \cdot r \cdot c, \quad (9.13)$$

$$E = m_0c^2 \left\{ \sqrt{\frac{(eB \cdot r \cdot c)^2}{(m_0c^2)^2} + 1} - 1 \right\}. \quad (9.14)$$

Если распределение по импульсам будет  $N(p)$ , тогда энергетическое распределение  $N(E)$  следует искать из соотношения

$$N(p) = N(E) \frac{dE}{dp}. \quad (9.15)$$

Продифференцировав выражение (9.14) находим связь между  $dE$  и  $dp$ , или, что то же самое, между  $dE$  и  $d(B \cdot r)$

$$dE = \frac{E}{B \cdot r} \cdot \frac{E + 2m_0c^2}{E + m_0c^2} d(B \cdot r) = F(B \cdot r) d(B \cdot r). \quad (9.16)$$

Вычислив  $F(B \cdot r)$ , легко перейти от  $N(p)$  к  $N(E)$ .

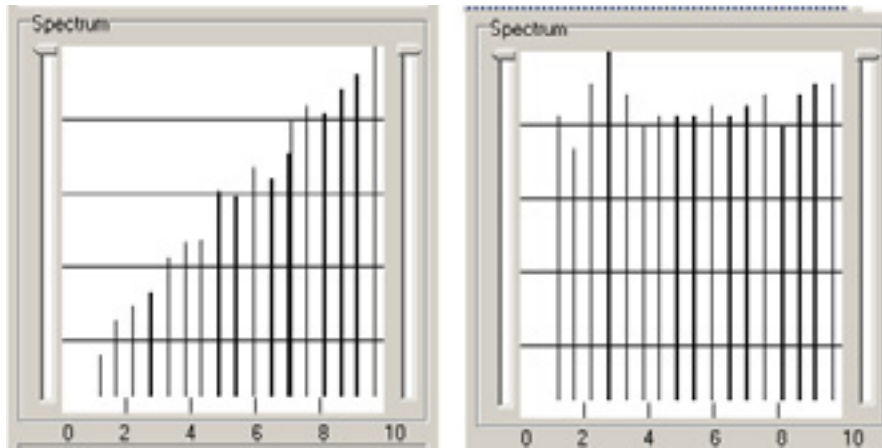


Рис. 9.14. Расчетные энергетические спектры: слева – смоделированный аппаратурный спектр, соответствующий спектру электронов, равномерно распределенных в интервале энергий 1-10 МэВ; справа – спектр электронов, восстановленный по аппаратурному

Следует учесть, что интервалы  $dE$  и  $dp$  различны, что приводит к различной форме распределения по  $E$  и  $p$ . Кроме того, в магнитных спектрометрах, как правило, остается постоянной геометрия, а меняется только индукция  $B$ , поэтому измеряемый интервал импульсов  $dp \sim d(B \cdot r)$  не остается постоянным. Отсюда и измеренный на спектрометре спектр (аппаратурный спектр) не совпадает по форме с истинным спектром электронов по импульсам [113]. Все это также относится и к спектру по энергиям (рис.9.14.).

Для большего понимания физики процесса разделения частиц по энергиям и импульсам в магнитном спектрометре запишем выражения для относительных изменений импульса

$$\frac{dp}{p} = \frac{d(B \cdot r)}{B \cdot r} = \frac{dr}{r} \quad (9.17)$$

и энергии

$$\frac{dE}{E} = \frac{E + 2m_0c^2}{E + m_0c^2} \cdot \frac{d(B \cdot r)}{(B \cdot r)} = \frac{E + 2m_0c^2}{E + m_0c^2} \cdot \frac{dr}{r}. \quad (9.18)$$

Из выражения (9.18) можно получить

$$\frac{dr}{r} = \frac{E + m_0c^2}{E + 2m_0c^2} \cdot \frac{dE}{E}. \quad (9.19)$$

В спектрометре анализу подлежат только те частицы, которые пропускаются в рабочую зону входной диафрагмой, ограничивающей сечение пучка по радиусу и вертикали. Для конкретной конструкции спектрометра, определяемой радиусом  $r$  и диафрагмой,  $dr/r \Rightarrow \Delta r/r = \text{const}$ , с учетом этого из выражения (9.19) получаем

$$\frac{dr}{r} \Rightarrow \frac{\Delta r}{r} = \frac{E + m_0c^2}{E + 2m_0c^2} \cdot \frac{\Delta E}{E}, \quad (9.20)$$

следовательно,

$$\Delta E = \text{const} \cdot E \cdot \frac{E + 2m_0c^2}{E + m_0c^2}, \quad (9.21)$$

$$\Delta p = \text{const} \cdot p, \quad (9.22)$$

где  $\Delta p$ ,  $\Delta E$  – максимальный разброс частиц по импульсам и энергии, пропускаемый диафрагмой в рабочую зону спектрометра. Это означает, что по мере увеличения индукции магнитного поля спектрометра в рабочую зону спектрометра через диафрагму будут попадать частицы с увеличивающимся разбросом по импульсам или энергиям, *т. е. дисперсия анализируемого пучка по импульсам или по энергии увеличивается с увеличением импульса или энергии частиц, попадающих в рабочую область спектрометра.*

Если, к примеру, анализируется некий абстрактный спектр частиц, равномерно распределенный в определенном интервале импульсов, то аппаратный спектр по импульсам будет линейно возрастать пропорционально величине импульса. Поэтому, чтобы перейти от аппаратного спектра  $N(p)_{\text{аппар.}}$  по импульсам к истинному  $N(p)$  необходимо ординату аппаратного спектра разделить на величину импульса [113]

$$N(p) \Rightarrow N(B \cdot r) = N(B \cdot r)_{\text{аппар.}} \cdot \frac{1}{eB \cdot r}. \quad (9.23)$$

Следовательно, энергетический спектр определится следующим образом:

$$N(E) = N(B \cdot r)_{\text{аппар.}} \cdot \frac{\sqrt{(eB \cdot r \cdot c)^2 + (m_0c^2)^2}}{(eB \cdot r \cdot c)^2}. \quad (9.24)$$

Используя (9.14) и (9.24), можно построить энергетический спектр, учитывая при этом, что  $N(B \cdot r)_{\text{аппар.}}$  – число отсчетов в единицу времени, фиксируемых детектором на выходе спектрометра при индукции поля равной  $B$ , а  $E$  – соответствующая кинетическая энергия частиц.

Ширина спектральной линии от точечного источника определяется телесным углом  $\Omega$ , направляемого в поле анализатора пучка частиц. Телесный угол спектрометра эквивалентен геометрической светосиле

оптического прибора. При точечном источнике вводят относительный телесный угол  $\Omega/4\pi$  (обычно в %). Относительный телесный угол (или геометрическая светосила) фактически выражает отношение количества частиц, фокусируемых в поле спектрометра, к полному числу частиц, испускаемых моноэнергетическим точечным изотропным источником.

Если источник имеет некоторую конечную площадь  $S$  с распределенной по ней активностью, то вводят понятие светимости, которая равна интегралу светосилы по поверхности источника  $L = \Omega S/4\pi$ . Относительный телесный угол характеризует фокусирующие свойства прибора, если все частицы, попадающие в спектрометр, фиксируются детектором на выходе. Наличие выходной диафрагмы уменьшает число попавших на детектор частиц. Кроме того, сам детектор фиксирует частицы не со 100%-ной вероятностью. Для характеристики спектрометра иногда вводят понятие пропускания, равное отношению числа частиц, регистрируемых детектором, к полному числу частиц, испускаемых источником. Если свести к минимуму влияние выходной диафрагмы, т. е. приблизить значение пропускания прибора к произведению относительного телесного угла на эффективность регистрации детектором  $\xi$ , то эффективная светосила спектрометра равна  $L_{\text{эфф}} = \xi \cdot \Omega/4\pi$ , (или  $L_{\text{эфф}} = \xi \cdot \Omega S/4\pi$  если источник имеет площадь  $S$ ).

Зная действительную ширину линии изображения стандартного моноэнергетического источника, можно определить разрешающую силу по основанию линии, называемую базисной разрешающей силой прибора.

Для удобства ширину линии чаще определяют на половине высоты (полуширину). Она лучше определяется экспериментально, чем базисная ширина. Относительная ширина линии, которая, как правило, дается в процентах, является хорошей мерой качества спектрометра и называется разрешением спектрометра. Базисное разрешение применяется реже. Важно помнить, что требования максимальной светосилы и наилучшего разрешения противоречивы. Светосила прибора пропорциональна углу раствора пучка, а наилучшее разрешение достигается при малых значениях этого угла (разрешение пропорционально квадрату угла раствора). Поэтому необходимо выбрать оптимальное соотношение между светосилой и разрешением.

### **9.2.2. Спектрометр с полукруговой фокусировкой**

Первое определение энергии  $\beta$ -частиц по их отклонению в магнитном поле было проделано Байером и Ганом в 1910 г. Они применяли «метод прямого отклонения». Испускаемые активированной нитью  $\beta$ -лучи проходили через узкую щель и затем, на некотором произвольно выбранном расстоянии, регистрировались фотопластинкой, обращенной лицевой стороной к щели и нити (рис. 9.15). Отклоняющее магнитное поле было направлено перпендикулярно к пучку. С помощью этого простого устройства Байер, Ган и Мейтнер обнаружили наличие определенных линий в энергетическом спектре  $\beta$ -излучения. Однако таким способом нельзя получить хорошее энергетическое разрешение – ширина изображения

источника, ограниченного входной щелевой диафрагмой, больше ширины входной щели (рис. 9.15). Светосила и разрешающая способность были очень плохими, поскольку не использовалась фокусировка  $\beta$ -частиц. Первое

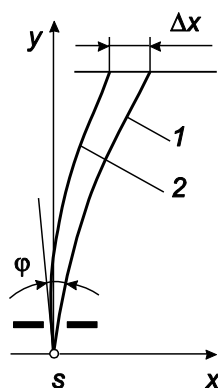


Рис. 9.15. Схема магнитного спектрометра прямого отклонения: 1, 2 – траектории, ограничивающие пучок;  $\Delta x$  – изображение источника

устройство с применением магнитной фокусировки принадлежит Данышу. Он в 1912 г. предложил принцип **полукруговой фокусировки**, который до сих пор широко применяется в  $\beta$ -спектроскопии.

Рассмотрим точечный источник, который испускает во всех направлениях моноэнергетические электроны (например, электроны конверсии). Исследуем траектории электронов в плоскости, перпендикулярной к направлению приложенного магнитного поля (рис. 9.16). Ограничивающая щель вырезает расходящийся пучок траекторий электронов с угловой апертурой  $2\varphi$  и одинаковым радиусом кривизны  $\rho$ . Так как поле однородно, а энергии электронов одинаковы, то окружности (A,B,C), представленные на рис. 9.16, имеют одинаковый радиус кривизны с координатами центров кривизны [8]:

$$\begin{aligned} C \rightarrow x &= \rho \cdot \cos\varphi, & y &= \rho \cdot \sin\varphi; \\ A \rightarrow x &= \rho, & y &= 0; \\ B \rightarrow x &= \rho \cdot \cos\varphi, & y &= -\rho \cdot \sin\varphi. \end{aligned} \quad (9.25)$$

Из рис. 9.16 видно, что после полуоборота траектории частиц пересекают ось  $x$  в разных точках:  $x=2\rho$  и  $x=2\rho \cdot \cos\varphi$ . При этом начальный точечный пучок будет иметь некоторую минимальную ширину, фиксируемую детектором (например, фотопластинкой). Таким образом, фокусировка не является полной, поскольку имеется сферическая абберация, обуславливающая конечную ширину изображения  $\Delta x$ :

$$\Delta x = 2\rho - 2\rho \cdot \cos\varphi. \quad (9.26)$$

Отметим, что правая граница изображения определяется электронами, вылетающими из источника под углом  $\varphi=0$  (окружность A), и эта граница является самой правой и четкой (резко очерченной). Все другие электроны попадают на пластинку левее, т.е. ближе к источнику. Траектория электронов, которая соответствует вылету электронов из источника под углом  $\varphi=0$  и проходит через входную диафрагму, называется центральной или главной (окружность A). Из выражения (9.26) можно получить относительную ширину линии. Так, как угол  $\varphi$  мал, то  $\cos\varphi \approx 1 - \varphi^2/2$  и  $\Delta x \approx \rho \cdot \varphi^2$ . Поскольку координата  $x=2\rho$  и  $\Delta\rho = \Delta x/2$ , относительное базисное разрешение имеет вид

$$\eta_{\text{б}} = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta x}{2\rho} = \frac{\varphi^2}{2}. \quad (9.27)$$

Если источник обладает конечной шириной, например, в виде тонкой нити размером  $s$ , расположенной по оси  $x$ , то ширина изображения будет

$$\Delta x = s + 2\rho \cdot (1 - \cos\varphi), \quad (9.28)$$

а базисное разрешение [8]

$$\eta_B = \frac{s}{2\rho} + \frac{\varphi^2}{2}. \quad (9.29)$$

Разрешение состоит, таким образом, из двух членов, первый из которых зависит от ширины источника и радиуса кривизны, а второй – от угловой апертуры. Только для бесконечно тонкого источника разрешение не зависит от размеров спектрометра. Для источников, которые обладают конечной удельной активностью и, следовательно, должны иметь определенную ширину, первый член обязательно дает вклад в разрешение. При оптимальных условиях оба члена будут давать в разрешение одинаковый вклад. Это приводит к соотношению

$$\varphi = \sqrt{\frac{s}{\rho}}. \quad (9.30)$$

Источник в виде нити предполагает бесконечно малый размер как по оси  $y$  (толщина), так и по оси  $z$  (высота), т. е. в направлении, перпендикулярном к плоскости чертежа. Малая толщина источника

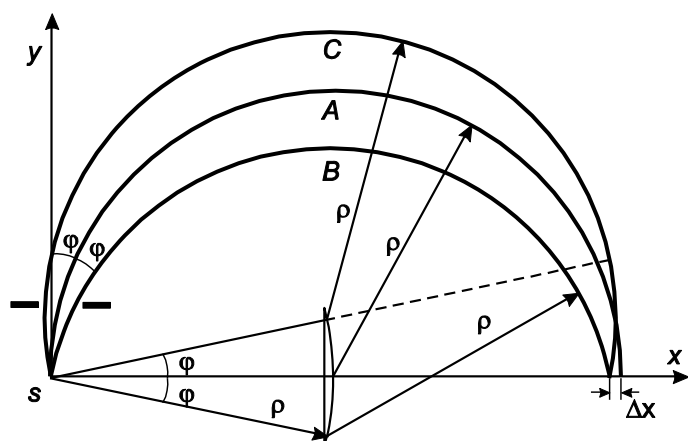


Рис. 9.16 Траектории заряженных частиц в спектрометре с полукруговой фокусировкой

необходима для того, чтобы избежать самопоглощения и саморассеяния излучения. Увеличение высоты источника приводит к дополнительному размытию изображения, т. е. увеличению  $\Delta x$  в сторону  $x < 2\rho$ .

Рассмотрим оптимальное условие для высоты источника  $h$ . При этом предполагаем, что источник представляет собой бесконечно тонкую нить длиной  $h$ , расположенную вдоль силовых линий магнитного поля, т. е. вдоль оси  $z$ . Траектория электрона, вылетевшего из точки с координатой  $h/2$  и попавшего на фотопластинку в точке с координатой  $-h/2$ , образует со средней плоскостью угол  $2\psi$ . В плоскости, перпендикулярной к  $B$ , радиус кривизны траектории будет равен  $\rho \cdot \cos(2\cdot\psi)$ . Такой электрон, очевидно, будет попадать на пластинку ближе к источнику ( $x < 2\rho$ ), чем электрон, траектория которого лежит в центральной плоскости. Расстояние вдоль оси между этими двумя точками изображения будет

$$\Delta x = 2\rho - 2\rho \cdot \cos(2\cdot\psi). \quad (9.31)$$

Так как угол  $\psi$  мал, получаем соотношение



$$\psi = \frac{h}{2\pi\rho}. \quad (9.32)$$

В сочетании с (9.31) оно дает

$$\Delta x = \frac{h^2}{\pi^2\rho}. \quad (9.33)$$

По аналогии с предыдущим, полная высота источника должна быть такой, чтобы уширение изображения, обусловленное вертикальной протяженностью источника, не превышало уширения, связанного с шириной источника  $s$  и конечной горизонтальной апертурой пучка  $\varphi$ , т. е.

$$\frac{h^2}{\pi^2\rho} \leq s. \quad (9.34)$$

Отсюда получаем для оптимальных условий

$$h < \pi\sqrt{s \cdot \rho}. \quad (9.35)$$

Размер выходной диафрагмы спектрометра также может привести к уширению изображения (на величину этой диафрагмы  $d$ ). Тогда полное базисное разрешение [8]

$$\eta_B = \frac{1}{2\rho} (d + s + \rho \cdot \varphi^2 + \rho \cdot \psi^2). \quad (9.36)$$

Относительный телесный угол (светосила) дается выражением

$$\Omega = \varphi \cdot \psi / 2\pi, \quad (9.37)$$

а светимость спектрометра

$$L = s \cdot h \cdot \frac{\varphi \cdot \psi}{\pi}. \quad (9.38)$$

При оптимальных условиях вклад в размытие изображения от всех составляющих примерно одинаков, тогда  $\eta_B \approx 2\varphi^2$ , а телесный угол  $\Omega \approx \eta_B / 4\pi$ , следовательно, увеличение светимости спектрометра неминуемо ведет за собой ухудшение разрешения. Как упоминалось, на практике пользуются относительной полушириной, которая примерно в 2 раза меньше базисного разрешения  $\eta \approx \eta_B / 2$ .

Рассмотрим вопрос о распределении интенсивности в пределах изображения. Интенсивность в каждой точке изображения с координатой  $x$  пропорциональна числу частиц, приходящихся на единицу ширины изображения около этой точки. Для точечного источника эта величина

$I \sim \frac{d\varphi}{dx}$ . Так как  $x = 2\rho \cdot \cos\varphi$ , получаем

$$I \sim \frac{1}{2\rho \cdot \sin\varphi} \sim \frac{1}{\sqrt{4\rho^2 - x^2}}. \quad (9.39)$$

Исследование функции в области малых значений  $2\rho - x$ , т. е. в пределах изображения  $\Delta x$ , показывает, что функция имеет резкий максимум вблизи точки  $x \approx 2\rho$ .

Если источник имеет конечные размеры, например ширину  $s$ , то характер поведения функции меняется мало, только положение максимума смещается в сторону  $x < 2\rho$  и приходится в точку с координатой  $x \approx 2\rho - s$ . Наличие других конечных размеров источника не приводит к нарушению особенностей функции.

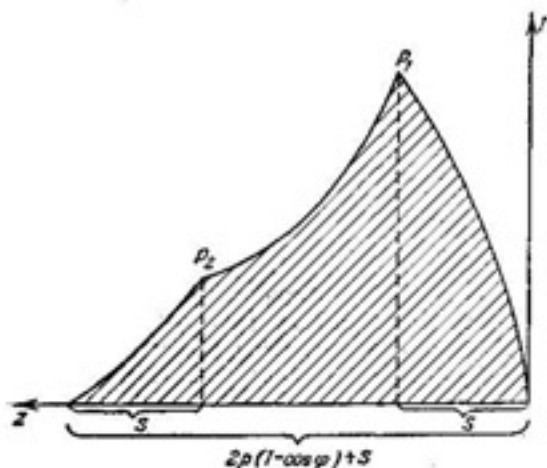


Рис. 9.17. Распределение интенсивности в  $\beta$ -линии [8]

В распределении интенсивности сохраняется резкий максимум, расположенный близко к правому краю изображения, а затем интенсивность постепенно снижается к левому краю изображения. Полученное таким образом распределение

интенсивности изображено на рис. 9.17.

Для более детального анализа распределения интенсивности частиц падающих на пластинку введем в качестве новой переменной расстояние от края линии  $z = 2\rho - x$ . Исследуя поведение интенсивности в  $\beta$ -линии, видим, что контур «линии» имеет острый максимум (особую точку)  $P_1$  при  $z = s$  и вторую особую точку  $P_2$  при  $z = 2\rho \cdot (1 - \cos\varphi)$ . Очевидно, что край линии при  $z = 0$  соответствует краю источника, ближайшему к пластинке (образован электронами, вылетевшими из правого края источника по главной траектории), тогда как вершина линии в точке  $P_1$  соответствует другому краю источника (образована электронами, вылетевшими из левого края источника по главной траектории). При этом соответствующее расстояние от места вылета электронов из источника до места попадания в пластинку равно  $2\rho$ . Оно задается магнитным полем  $B$  и импульсом электрона  $p$ .

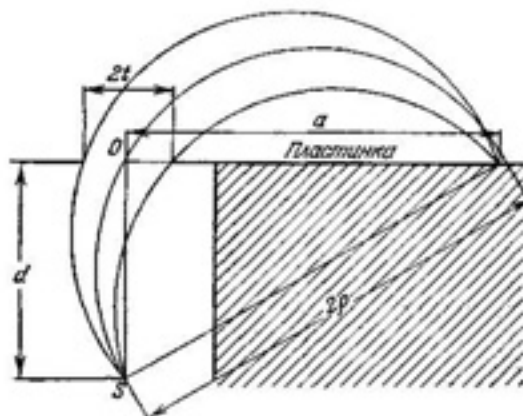


Рис. 9.18. Источник и пластинка не в одной плоскости [8]

Уменьшение угла апертуры  $\varphi$  приближает точку  $P_2$  к точке  $P_1$ , делая линию более острой без уменьшения интенсивности в точке  $P_1$ , пока  $P_2$  не совпадет с  $P_1$ . Дальнейшее уменьшение угла апертуры  $\varphi$  приводит к уменьшению интенсивности в максимуме линии. В соответствии с этим оптимальные условия достигаются при угле  $\varphi$ , определяемом выражением (9.30).

Если спектрометр дает изображение асимметричной формы с резким краем с одной стороны, то разрешающая способность по отношению к этой стороне линии может быть заметно лучше, чем определяемая по полуширине линии.

Имеются две возможности для расположения источника, задающей входной щели и фотографической пластинки. Они иллюстрируются рис. 9.18 и рис. 9.19. В первом случае (рис. 9.18), который является наиболее простым,

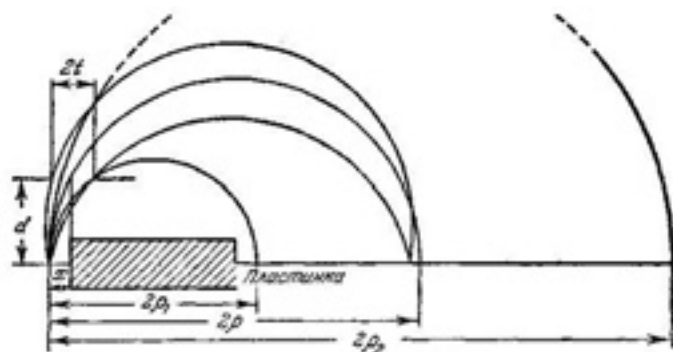


Рис. 9.19. Источник и пластинка в одной плоскости [8]

входная щель расположена в одной плоскости с фотопластинкой. Источник расположен на прямой, проходящей через середину щели перпендикулярно к плоскости пластинки. При таком расположении лучи, попадающие на

**край линии (центральные лучи)**, проходят через точку  $O$  независимо от их радиуса кривизны  $\rho$ . Поэтому может быть использована вся пластинка без опасения, что края ограничивающей щели будут влиять на  $\beta$ -лучи, образующие резкий край линии.

Во втором случае (рис. 9.19) источник помещен в плоскости фотографической пластинки. Щель располагается достаточно близко к источнику и устанавливается так, что центральный луч при определенном значении  $\rho$  будет проходить через середину щели. Для слишком больших и слишком малых  $\rho$  **центральные лучи** будут экранироваться ограничивающей щелью.

Если  $d$  сделано достаточно малым, то имеется довольно большая область значений  $\rho$ , которая может быть использована без потери центральных лучей даже при довольно высоком разрешении. Такое расположение имеет то преимущество, что значение  $\rho$  и, следовательно, величина  $B \cdot \rho$  для линий могут быть точно и просто измерены, так как источник и все линии расположены в одной плоскости.

Кроме того, все электроны падают на пластинку перпендикулярно к ее поверхности.

На рис. 9.20 показана картина фокусировки моноэнергетических электронов в спектрометре с полукруговой фокусировкой, полученная в результате компьютерного моделирования. При моделировании движения электронов в магнитном поле спектрометра была использована система дифференциальных уравнений, описанная в работе [116].

Программа моделирования движения электронного пучка позволяет менять параметры источника и его спектральный состав, параметры магнитного поля, размеры и габариты вакуумной камеры, расположение и размеры диафрагм (кнопки и окна в правой, нижней стороне и средней части рис. 9.20).

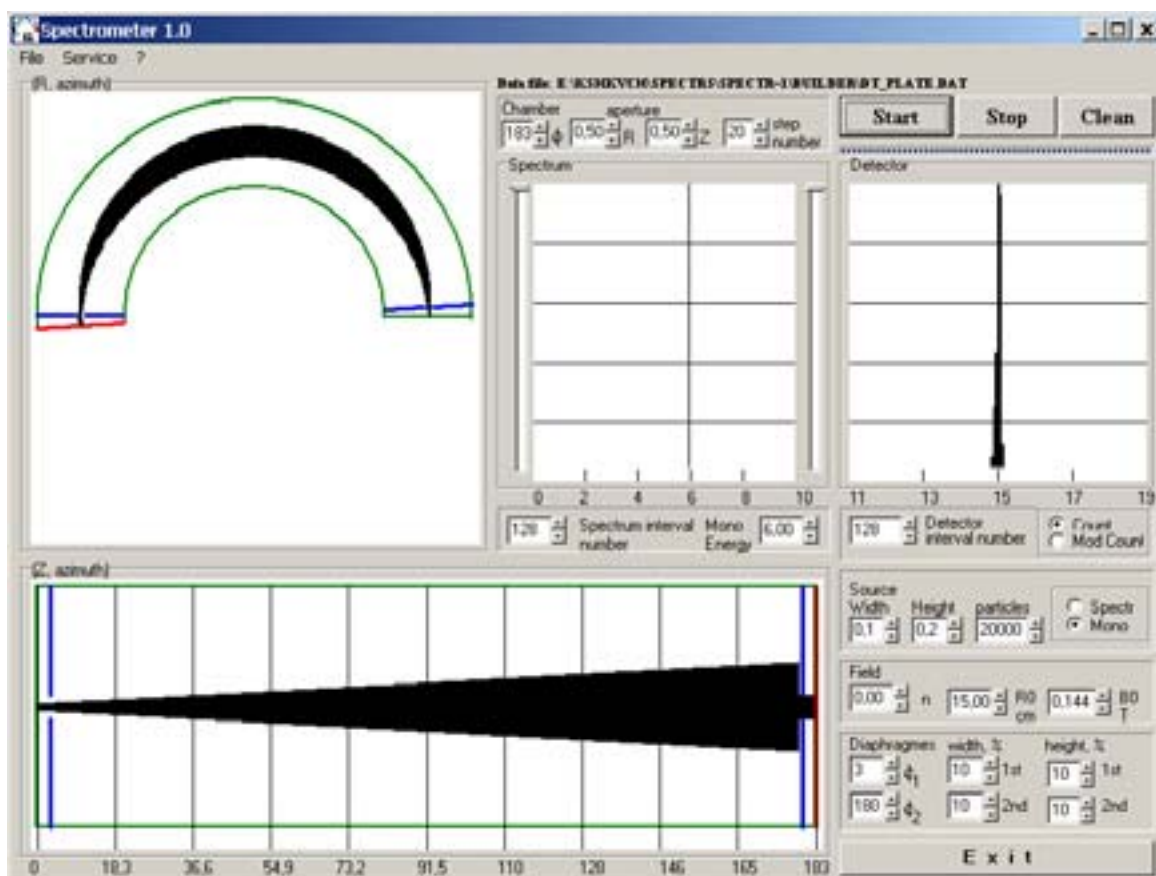


Рис. 9.20. Моделирование фокусировки моноэнергетических электронов в спектрометре с полукруговой фокусировкой

В правом верхнем углу рис. 9.20 представлена форма линии, регистрируемая детектором на определенном радиусе. В средней верхней части показано энергетическое распределение частиц пучка (в данном случае – моноэнергетическая линия). Слева вверху моделируется фокусировка пучка в горизонтальной плоскости, а снизу – в вертикальной плоскости.

Видно, что электронный пучок, ограниченный на входе и выходе диафрагмами, попадает из источника в магнитное поле. Фокусировка электронов осуществляется только в горизонтальной плоскости. По вертикали электронный пучок расходится.

Конструктивное исполнение одного из вариантов спектрометра с полукруговой фокусировкой изображено на рис. 9.21. В представленной конструкции, осуществленной Зигбаном, использован второй вариант расположения источника.

Щель источника и фотопластинка смонтированы в одном и том же держателе. Они могут быть точно установлены, и измерения могут быть проведены простым путем с помощью компаратора. Магнитное поле в этой конструкции измерялось посредством опрокидывающейся катушки. В конструкции, осуществленной Линдстремом, для измерения магнитного поля был использован точный метод протонного резонанса. В качестве детектора применялись счетчики Гейгера–Мюллера, включенные в схему совпадения для уменьшения фона.

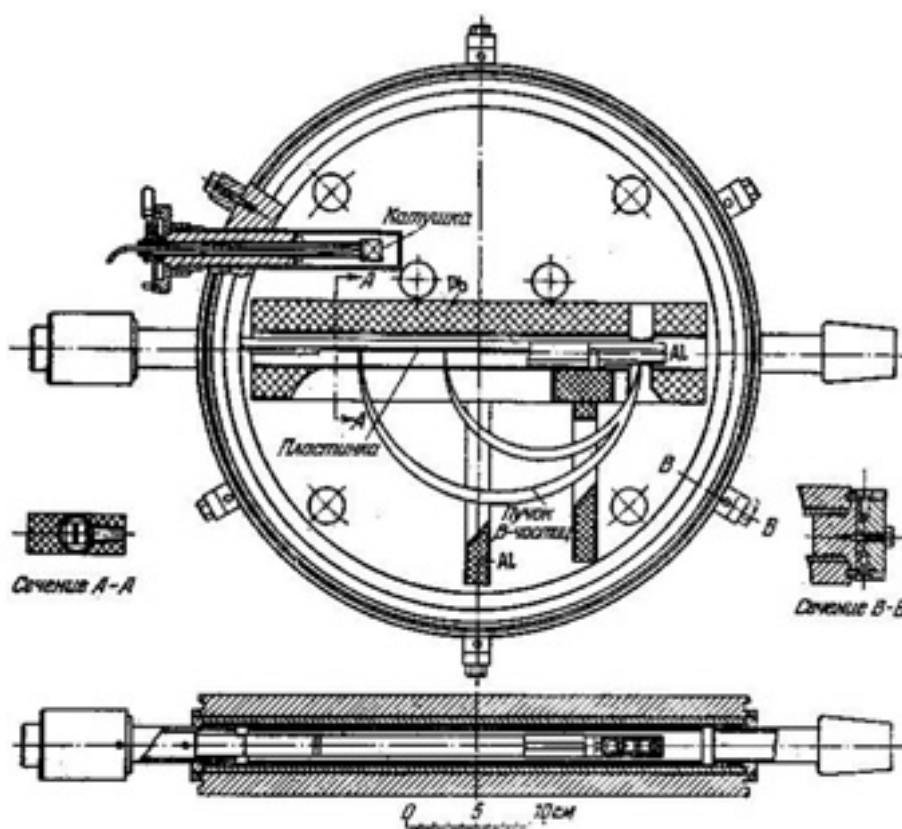


Рис. 9.21. Полукруговой спектрограф с фотографической регистрацией по Зигбану [8]

Отсутствие пространственной фокусировки не позволяет конструировать спектрометры с высоким пропусканием, но спектрометр с полукруговой фокусировкой имеет ряд достоинств: построить его просто и дешево, магнитное поле может быть легко и с большой точностью измерено, спектрометр допускает фотографический способ регистрации. Последнее свойство делает возможным одновременную регистрацию большей части спектра частиц, иначе говоря, спектрометр с такой регистрацией есть многоканальный прибор. Однако фотографический метод не позволяет проводить точные измерения интенсивности, поскольку необходимо

переводить степень почернения пластинки в количество зарегистрированных частиц, что весьма сложно.

Использование других методов регистрации частиц (счетчиков Гейгера, полупроводниковых детекторов) дает возможность с хорошей точностью определить интенсивность, но такая система становится уже одноканальной, так как применяемые детекторы не обладают свойством позиционной чувствительности.

### 9.2.3. Спектрометр с двойной фокусировкой

Основным недостатком принципа полукруговой фокусировки является отсутствие пространственной фокусировки. Идея фокусировки состоит в том, чтобы сблизить траектории частиц, обладающих одинаковым импульсом и попадающих в область магнитного поля с некоторой угловой расходимостью. В 1946 г. был разработан прибор, который сочетал в себе многие из особенностей одномерной полукруговой фокусировки и двумерной винтовой, или линзовой фокусировки.

Из теории циклотрона и бетатрона было известно, что электрон, движущийся в магнитном поле с осевой симметрией и обладающем градиентом, описывает траекторию, осциллирующую как по  $r$ , так и по  $z$ , где  $r$  и  $z$  – координаты частицы.

Для устойчивого движения электронов в бетатроне по стационарной равновесной орбите радиусом  $r_0$  необходимо, чтобы магнитное поле было спадающим по радиусу. Распределения вертикальной составляющей магнитного поля бетатрона около равновесной орбиты радиусом  $r_0$  обычно описывают в виде зависимости

$$B_z = B_0 \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^n, \quad (9.40)$$

где  $B_0$  – индукция на равновесной орбите;  $n$  – *показатель спадания магнитного поля*.

Для обеспечения поперечной устойчивости электронов на равновесной орбите необходимо, чтобы *показатель спадания магнитного поля*

$$n = -\frac{\partial B_z}{\partial r} \cdot \frac{r}{B_z} \quad (9.41)$$

находился в пределах от нуля до единицы, то есть  $0 < n < 1$ . Такое поле обеспечивается особой формой полюсных наконечников, при которой воздушный зазор увеличивается от центра к периферии, как показано на рис. 9.22. При таком профиле силовые линии магнитного поля выгибаются наружу, создавая *бочкообразное поле*.

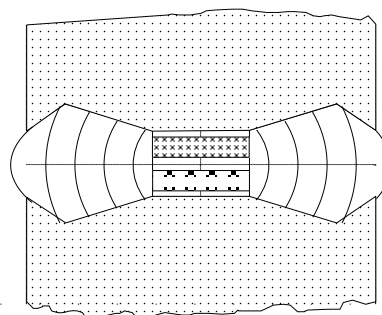


Рис. 9.22. Межполюсной зазор бетатрона

Полная скорость электрона связана с радиусом  $r_0$  равновесной орбиты и индукцией  $B_0$  на этой орбите выражением

$$V_0 = \frac{e \cdot c^2}{E_{total}} \cdot B_0 \cdot r_0 = \omega_0 \cdot r_0, \quad (9.42)$$

где  $E_{total} = E + m_0 c^2$  – полная энергия электрона;  $\omega_0$  – частота обращения частицы по равновесной орбите;  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света в вакууме.

Если принять, что частота обращения частицы  $\omega$  в магнитном поле вдоль азимутальной координаты  $\vartheta$  величина постоянная

$$\omega = \frac{d\vartheta}{dt} \approx \omega_0 = \frac{e \cdot c^2}{E_{total}} \cdot B_0 = \text{const}, \quad (9.43)$$

то для малых отклонений  $x = r - r_0$  от равновесной орбиты колебания электронов описываются известными линеаризованными уравнениями бетатронных колебаний

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{d\vartheta^2} + (1 - n_0) \cdot x &= 0, \\ \frac{d^2 z}{d\vartheta^2} + n_0 \cdot z &= 0, \end{aligned} \quad (9.44)$$

где  $n_0$  – показатель спадания магнитного поля на равновесной орбите, определяемый по распределению поля на радиусе  $r_0$ . Движение электронов в радиальном и горизонтальном направлениях подчиняется синусоидальным законам

$$\begin{aligned} x &\sim \sin(\vartheta \cdot \sqrt{1 - n_0}); \\ z &\sim \sin(\vartheta \cdot \sqrt{n_0}). \end{aligned} \quad (9.45)$$

Частоты радиальных и вертикальных колебаний при этом определяются показателем спадания поля

$$\begin{aligned} \omega_r &\sim (1 - n_0)^{1/2}; \\ \omega_z &\sim (n_0)^{1/2}. \end{aligned} \quad (9.46)$$

Заметим, что частоты бетатронных колебаний в радиальном и вертикальном направлениях будут совпадать  $\omega_r = \omega_z$ , если показатель спадания поля выбрать равным  $n_0 = 0,5$ , при этом поле вблизи орбиты будет изменяться по закону  $\sim 1/\sqrt{r}$ . Это означает, что все электроны, вылетевшие из точки расположенной на орбите радиусом  $r_0$  под некоторыми небольшими углами к орбите в горизонтальной и вертикальной плоскостях, совершив одно колебание, вновь пересекут орбиту в одной точке. В этом случае достигается фокусировка в двух направлениях, или двойная фокусировка (рис. 9.23).

Расчеты показывают, что условие двойной фокусировки выполняется при повороте по азимутальной координате на угол  $\vartheta_f = \pi \cdot \sqrt{2} \approx 254,56^\circ$  [8]. Эти условия фокусировки справедливы для точечного источника. Все сказанное выше относилось к движению электронов, вылетающих из точечного источника, расположенного в некоторой точке на центральной оси симметрии системы.

Реальный источник имеет конечные размеры. Заметим, что фокусировка будет иметь место и в этом случае. Установлено, что выбор поля, меняющегося по закону  $1/\sqrt{r}$ , является с разных точек зрения наилучшим, хотя более детальный анализ показывает, что также могут быть использованы и другие поля, незначительно отличающиеся от этого по форме. Обычно рассматривается общее выражение для формы поля [8]

$$B_z(r,0) = B_0 \left[ 1 + \alpha \cdot \frac{r-r_0}{r_0} + \beta \cdot \left( \frac{r-r_0}{r_0} \right)^2 + \dots \right]. \quad (9.47)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – константы. Это выражение можно получить путем разложения в ряд формулы  $B_z(r,0) = B_0 \cdot (r_0/r)^{n_0}$ . Для осуществления фокусировки на угол  $\vartheta_f = \pi \cdot \sqrt{2} \approx 254,56^\circ$  константы принимают значения  $\alpha = -(1/2)$  и  $\beta = 3/8$ .

Если учесть размеры реального источника, имеющего ширину  $s$  и высоту  $h$ , размеры входной диафрагмы  $w$  и углы  $\varphi_0$  и  $\psi_0$ , определяющие апертуру пучка, то выражение для базисного разрешения будет иметь вид

$$\eta_B = \frac{s}{4r} + \frac{w}{4r} + \frac{4\beta-3}{48r^2} \cdot h^2 + \frac{2-16\beta}{12} \varphi_0^2 + \frac{16\beta-6}{12} \psi_0^2. \quad (9.48)$$

Поле типа  $1/\sqrt{r}$  очевидно, соответствует  $\beta = 3/8$ . Это значение обращает последний член (9.48) в нуль, т. е. разрешение в этом случае не зависит от

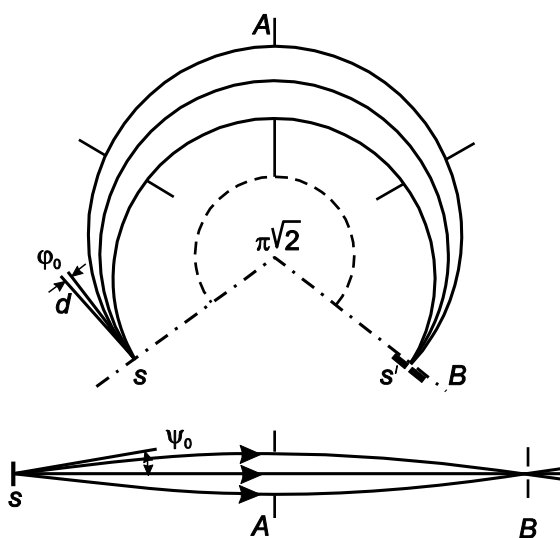


Рис. 9.23. Двойная фокусировка

$\psi_0$ . Если  $\beta = 1/8$  то разрешение, наоборот, не зависит от  $\varphi_0$ . Кроме того, если  $\varphi_0 = \psi_0$ , т. е. если применяется квадратная входная диафрагма, то разрешение не будет зависеть от  $\beta$  (за исключением члена, содержащего высоту  $h$ , который в большинстве случаев мал).

Очевидно, что величина  $\beta$  при двойной фокусировке может быть выбрана с определенной степенью свободы. Обычно используемыми величинами  $\beta$

являются упомянутые выше значения:  $\beta = 3/8$  и  $\beta = 1/8$ . В первом случае разрешение задается шириной радиальной диафрагмы, в то время как



аксиальная ширина может быть довольно большой без того, чтобы влиять на разрешение (фокусировка более высокого порядка по  $z$ ). На практике обычно всегда имеется верхний предел, как для высоты, так и для ширины пучка. Это обусловлено конечным расстоянием между полюсными наконечниками или трудностями в получении правильной формы поля в большой области изменения  $r$ .

На рис. 9.24 показана картина моделирования фокусировки немонотонноэнергетических электронов в спектрометре с двойной фокусировкой.

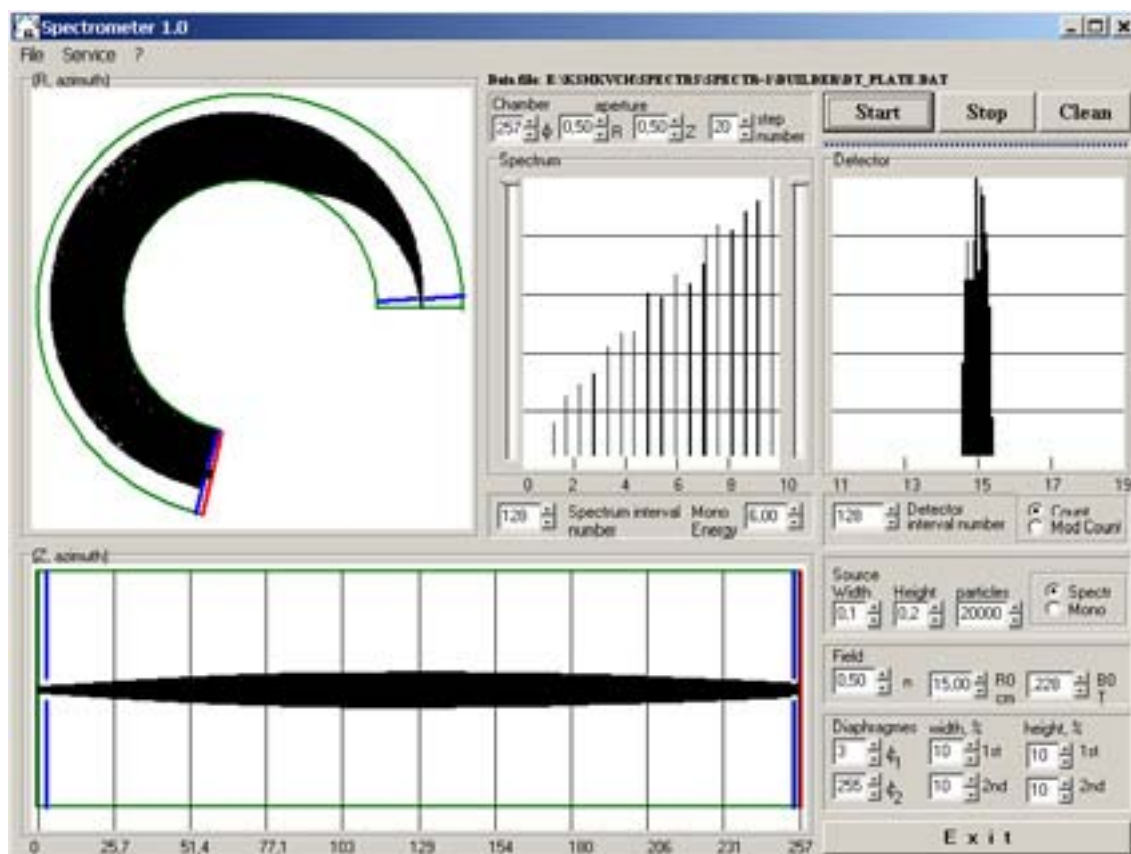


Рис. 9.24. Моделирование фокусировки немонотонноэнергетического электронного пучка в спектрометре с двойной фокусировкой

При моделировании использовалось магнитное поле бетатронного типа с показателем спада поля равным 0,5.

В правом верхнем углу рис. 9.24 приведена форма линии, регистрируемая детектором на определенном радиусе. В средней верхней части показан смоделированный аппаратный спектр частиц пучка (в данном случае – набор линий с разной энергией, получаемый путем дискретного изменения индукции магнитного поля).

Слева вверху моделируется фокусировка пучка в горизонтальной плоскости, а снизу – в вертикальной плоскости. Видно, что фокусировка электронов осуществляется также и по вертикали. Поскольку пучок немонотонноэнергетический, то из всего пучка диафрагмами вырезается определенная монотонноэнергетическая линия, соответствующая конкретному

значению индукции магнитного поля  $B_0$ . Значительная ширина линии, регистрируемой детектором, обусловлена тем, что в рабочую зону спектрометра через диафрагму попадают частицы с определенным разбросом по импульсам (энергии). Этот разброс по импульсам будет тем меньше, чем меньше размер окна диафрагмы в горизонтальной плоскости согласно выражениям (9.20)–(9.22).

Конструктивное исполнение спектрометра без железа с двойной фокусировкой может быть осуществлено при помощи двух концентрических соленоидов. В этом случае следует выбрать  $\beta = 3/8$ , так как поле по оси  $z$  ничем не ограничено. Обычно применяется также  $\beta = 2/8$ , так как поле такой конфигурации можно сравнительно легко получить при помощи железных полюсных наконечников. В этом случае поле задается формулой

$$B(r) = B_0 \cdot \frac{2r_0}{r + r_0}. \quad (9.49)$$

Считая магнитную проницаемость железа бесконечной, такое поле можно получить с помощью *конических* полюсов. Расстояние между полюсами  $2z$  дается выражением

$$2z = z_0 \cdot \frac{r + r_0}{r_0}, \quad (9.50)$$

где  $z_0$  соответствует положению  $r = r_0$ . Другие значения величины  $\beta$  могут быть получены путем незначительного искривления поверхностей полюсов.

Аналитическое выражение для формы линии может быть получено таким же образом, как и для случая полукруговой фокусировки. Установлено, что для прямоугольных диафрагм при  $\beta = 3/8$  и  $\beta = 1/8$  линия имеет такую же форму, как и в системе с полукруговой фокусировкой.

Магнитное поле спектрометра может быть получено либо при помощи только системы катушек, либо с применением железа для формирования поля. В последнем случае имеются два возможных варианта, показанные на рис. 9.25. Вариант, изображенный в верхней части рисунка, имеет то преимущество, что потоки рассеяния легко устраняются. Он имеет определенную выгоду при не слишком больших размерах магнитов. Хорошо сконструированный спектрометр этого типа был построен Арбманом. В этом приборе  $r_0 = 18,5$  см, максимальная светосила – около 4%. Величина  $\beta$  выбрана равной  $2/8$ , что дало возможность применить полюсы с простой конической поверхностью.

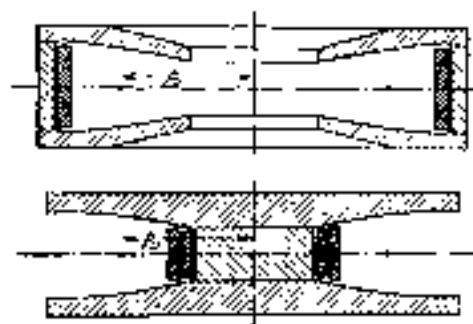


Рис. 9.25. Магниты для двойной фокусировки [8]

Для работы, производимой с высокой точностью, использовался спектрометр с двойной фокусировкой без железа, сконструированный

Зигбаном. Он состоял из двух concentрических катушек с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  и высотой  $H$  (рис. 9.26). Оказывается, что соотношение ампервитков этих двух катушек определяет величину  $\alpha$ , а высота катушек  $H$  – величину  $\beta$ . Простым полуэмпирическим способом поле  $1/\sqrt{r}$  было получено во всей области  $r_2 \div r_1$ . Поскольку в этом случае отсутствуют ограничивающие полюсные наконечники, была использована камера спектрометра, вытянутая в направлении оси в соответствии с величиной  $\beta = 3/8$ .

Необходимо отметить, что безжелезные спектрометры обладают рядом преимуществ по сравнению со спектрометрами с железным магнитопроводом:

- строгая линейная зависимость между напряженностью магнитного поля и питающим электромагнитным током, что обеспечивает высокую точность определения индукции  $B$  и, следовательно, импульса или энергии частицы;
- практическая неизменность топографии магнитного поля при изменении тока и, таким образом, неизменность электронно-оптических параметров системы;
- возможность обеспечения заданной формы магнитного поля с высокой степенью точности.

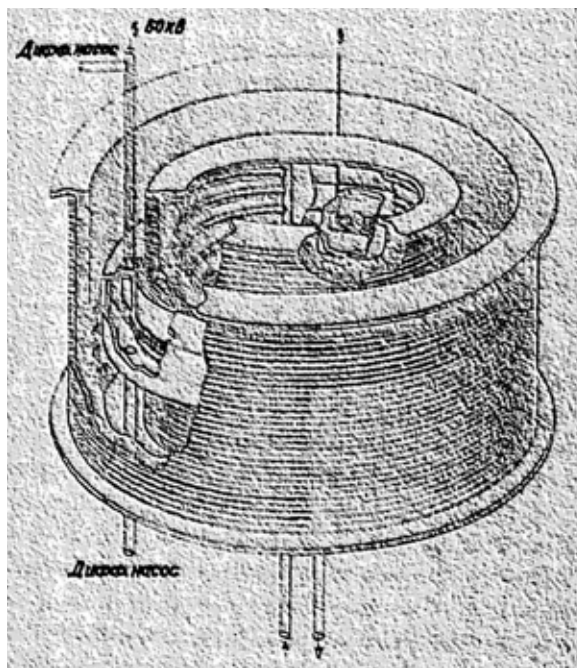


Рис. 9.26. Спектрометр с двойной фокусировкой без железа [8]

#### 9.2.4. Спектрометры с секторным полем

Часто в процессе экспериментальных исследований требуется свободный доступ к пространству около источника или детектора. В этом случае предпочтительнее использовать секторное магнитное поле. Секторное поле предполагает, что на границе оно изменяется скачком от 0 до заданного значения  $B$ . Вне поля путь частицы прямолинейен (рис. 9.27). Выбором формы магнитного поля можно добиться, чтобы все частицы с одинаковым импульсом (или энергией), испущенные источником  $S$  в некотором плоском угле, вновь собирались в точке  $S'$ .

Интересным свойством фокусирующего секторного магнита с однородным полем ( $n = 0$ ) является то, что если пучок входит по нормали к его поверхности, то фокусировка частиц в нем происходит таким образом, что источник  $S$ , вершина магнита (центр кривизны осевой траектории) и

изображение  $S'$  находятся на одной прямой линии. Это свойство иногда называют *правилом Барбера*. Необходимо отметить, что фокусировка пучка осуществляется только в горизонтальной плоскости за счет разных длин путей, проходимых частицами в магнитном поле. Такие системы не фокусируют частицы в вертикальном направлении, т.е. спектрометры такого типа пространственной фокусировкой не обладают и поэтому имеют ограниченную практическую ценность.

В качестве примера на рис. 9.28 приведена фотография магнитного спектрометра, примененного для спектрального анализа мощного электронного пучка, выводимого из линейного ускорителя ЛУЭ-4 (ТПУ) со средней энергией электронов в пучке 4 МэВ. Энергетическое разрешение спектрометра составляла величину порядка 1,5–2%. В данном спектрометре применено принудительное водяное охлаждение входной и выходной диафрагм и детектора (цилиндр Фарадея) в связи с тем, что ток пучка из ускорителя, равный в среднем  $\sim 0,5$  мА, оказывал сильное тепловое воздействие.

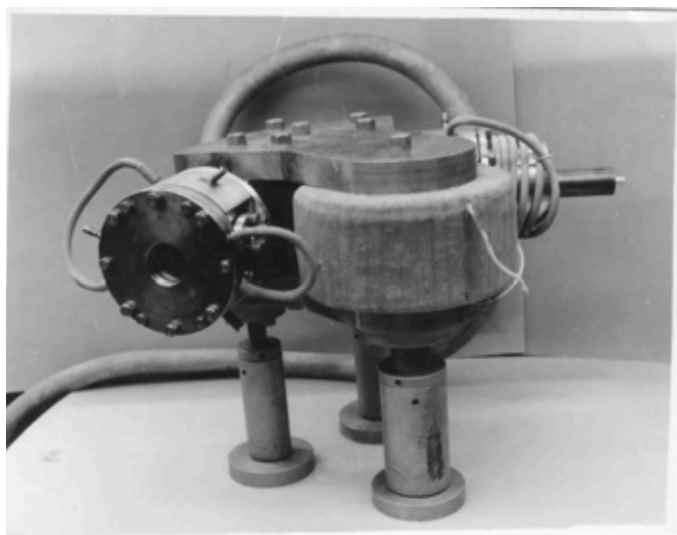


Рис. 9.28. Магнитный спектрометр с секторным магнитным полем

здесь кратко рассмотрим некоторые из них, представляющие интерес для  $\beta$ -спектроскопии.

Свойства призматического спектрометра значительно улучшаются, если применить дополнительное формирование пучка до и после его отклонения в

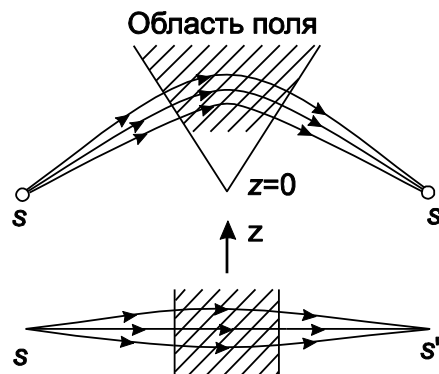


Рис. 9.27. Фокусировка частиц в поперечном секторном магнитном поле

Секторную фокусирующую систему также можно осуществить и с двойной фокусировкой. Очевидна аналогия между секторным полем и толстой оптической линзой. По этой аналогии магнитные спектрометры с секторным полем называют призматическими. Выбор формы поля и способы его получения весьма разнообразны. Существует большое число возможностей создания фокусирующего магнитного

*призматического поля*, когда источник и детектор находятся вне поля. Мы

призме (рис. 9.29). Точечный источник, расположенный на оси коллиматорной линзы, испускает электроны различной энергии. При определенных условиях (при определенном токе, протекающем по обмотке коллиматорной линзы) положение изображения источника совпадает с ее фокальной плоскостью для электронов, из которых формируется параллельный пучок определенного импульса. Далее электроны попадают в отклоняющее поле магнитной линзы. Угол падения пучка  $\alpha_k$  и напряженность поля призмы подбирают так, чтобы электроны пересекали ось  $x$  под прямым углом и линейный фокус лежал на ней. Благодаря этому пучок симметричен относительно оси  $x$ , на выходе из призмы его границы параллельны и ось пучка образует с осью  $y$  угол  $\alpha_\phi = \alpha_k$ . Ось фокусирующей линзы направлена вдоль отклоненного пучка, приемная диафрагма расположена в фокальной плоскости фокусирующей линзы, на ее оси. Такой спектрометр обладает хорошим разрешением (до 0,015%), но малой светосилой (0,03%).

Бейнбридж и Бендер первые сконструировали спектрометр призматического типа (рис. 9.30) [8], обладавший неоднородным секторным полем, изменявшимся по закону  $1/\rho$ , где  $\rho$  – расстояние от некоторой точки поля призмы до её вершины. Границам полюсных наконечников призмы была придана форма дуг окружностей определенных диаметров таким образом, что источник, его изображение и вершина призмы лежали на одной прямой. Электроны, вылетающие из источника в широком диапазоне углов, попадают на округлую границу полюсных наконечников в определенной точке и под таким углом, что их траектории совпадают с катетами прямоугольных треугольников, вписанных в окружность, а гипотенузы этих треугольников равны диаметру окружности и опираются на нее. Попадая в поле призмы, электроны двигаются по концентрическим окружностям (радиус окружности представляет другой катет). На выходе из округлой границы поля призмы электроны двигаются по касательной к окружности, совпадающей с направлением катета прямоугольного треугольника, одна из вершин которого будет являться изображением источника (в этом месте расположен детектор). Таким образом, в спектрометре используется значительная часть радиации. Наилучшее полученное разрешение равнялось 0,5%.

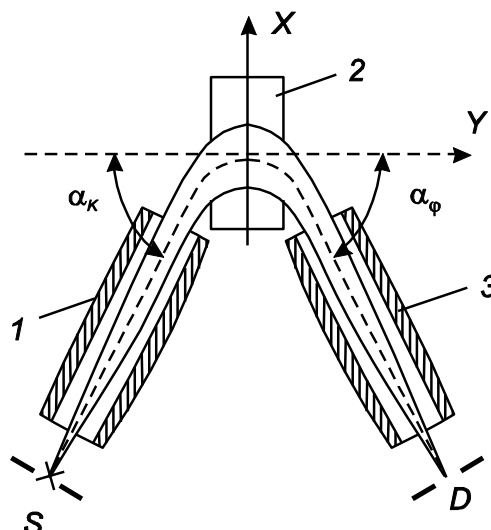


Рис. 9.29. Электронно-оптическая схема призматического спектрометра [113]:  $S$  - источник;  $D$  - детектор; 1 - коллиматорная линза; 2 - магнитная призма; 3 - фокусирующая линза

Подобная форма поля была впервые рассмотрена Ричардсоном для случая, когда поле меняется как  $1/\rho$ , где  $\rho$  – расстояние до оси симметрии, проходящей через источник и детектор. Такое поле получается, например, вне прямого проводника с током, где силовые линии представляют собой окружности, охватывающие проводник.

Согласно Ричардсону поле с распределением  $1/\rho$  может быть получено между двумя скошенными плоскими полюсами. Эта форма поля была исследована далее в случае секторного поля Кофоед–Хансеном, Линхардом и Нильсеном [8]. Границам секторного поля и в этом случае придается такая кривизна, что используется значительная часть радиации (рис. 9.31, а). Для увеличения пропускания объединяют несколько зазоров в систему типа "апельсин". Располагая шесть таких спектрометров симметрично относительно прямой, соединяющей источник с детектором, можно достичь

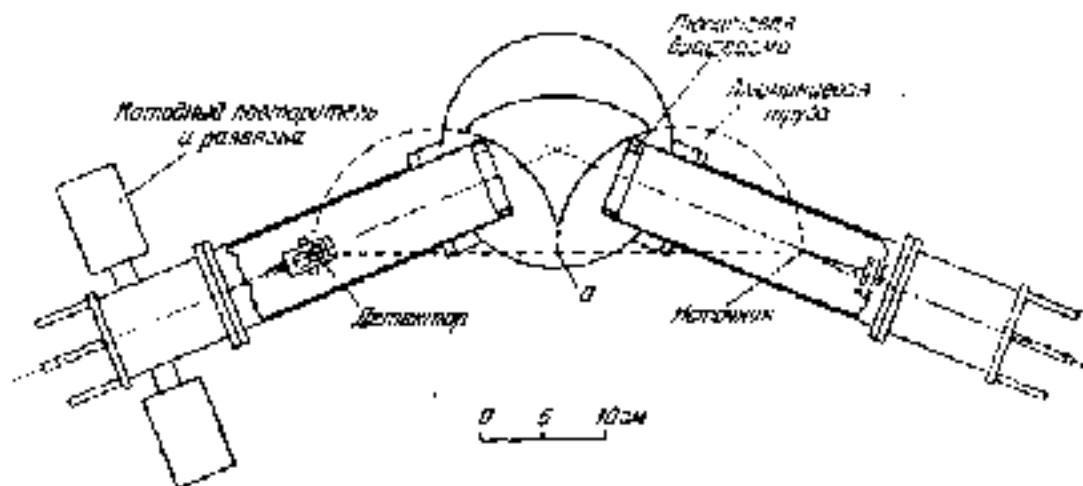


Рис. 9.30. Призматический спектрометр Бейнбриджа, Бендера и Лавателли [8]

полной светосилы 12%. При использовании источника диаметром 5 мм было получено разрешение в 2%. Тот факт, что для собирания радиации от источника одновременно применялось несколько секторных спектрометров, и объясняет исключительно высокую светосилу этой системы, напоминающей дольки апельсина (рис. 9.31, б). Такая система довольно трудна для конструирования и юстировки, хотя, с другой стороны, обладает исключительно высокой светосилой.

Общим для всех упомянутых выше спектрометров призматического типа с поперечным секторным магнитным полем является применение железа для получения неоднородного магнитного поля. Рассеянные потоки и магнитные свойства железа, особенно когда в установке используются негладкие геометрические поверхности, вероятно, делают такие спектрометры менее удобными для более точной работы в области высоких разрешений, где всякого рода регулировки могут быть более критическими, а также могут зависеть от величины магнитного поля.

Самый удачный путь для решения поставленной задачи – создание поля без применения железа. Торoidalная катушка с точно рассчитанным

профилем позволила создать поле, свободное от нелинейности и остаточного магнетизма – обычных явлений при наличии железа в магнитах. Источник и детектор располагают на оси симметрии. Частицы попадают в магнитном поле через зазор между витками. Виткам придается форма, обеспечивающая фокусировку в широком диапазоне углов.

Отличительным свойством тороидальных спектрометров является их полная "рассчитываемость". Расчеты показали возможность использования витка прямоугольной формы, что упрощает изготовление и повышает точность. Магнитное поле катушки с прямоугольным витком представляет собой поле пучка равноотстоящих проводов, и поэтому траектории

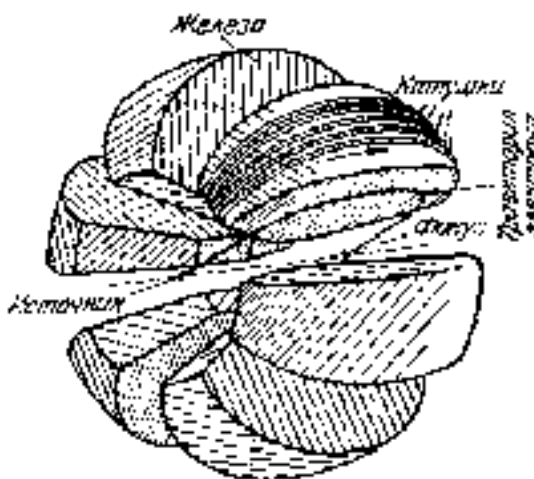
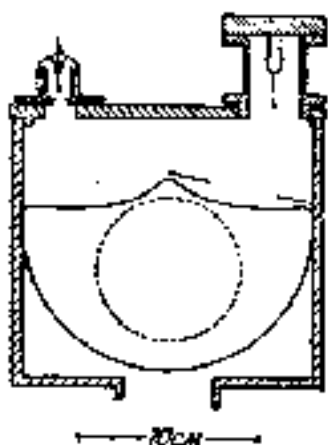


Рис. 9.31, а. Призматический спектрометр Кофоед-Хансена, Линдхарда и Нильсена

Рис. 9.31, б. Спектрометр типа “апельсин” с 6 секторами

электронов могут быть вычислены с любой точностью. Один из лучших тороидальных спектрометров разработан и создан Е.Ф. Третьяковым [117]. Полученное разрешение по импульсу составляло 0,028 % при пропускании 1 %. Светимость спектрометра, определяемая как произведение площади источника на пропускание, равна  $10^{-2} \text{ см}^2$ . Это выше, чем у лучших приборов с фокусировкой на угол  $\pi\sqrt{2}$ , обладающих такими же габаритами.

Из всех известных в настоящее время спектрометров наивысшей светосилой обладает **спектрометр со спиральной орбитой**. Он был изобретен Миямото в 1943 г. [8]. Дальнейшее развитие было выполнено Сакаи, который изучил возможности осуществления магнитного поля подходящей формы с железом и без железа. Тот факт, что при наилучших условиях (геометрия источника и т. д.) для фокусировки может быть использовано до 75% от полной сферы при разрешении в 1,3%, делает прибор весьма

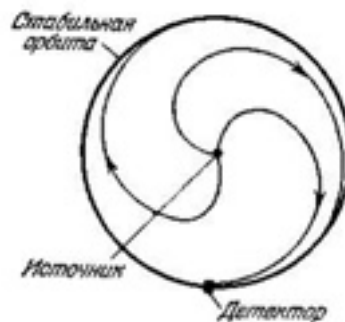


Рис. 9.32. Траектории электронов в спектрометре со спиральной орбитой

перспективным в некоторых частных случаях, когда исследуются препараты чрезвычайно малой активности. Прибор применялся для исследования непрерывного спектра электронов при распаде  $\mu$ -мезонов. Возможно применение подобного метода в масс-спектроскопии и для разделения изотопов в больших количествах.

В центрально-симметричном поле, убывающем к периферии, частицы, покидая расположенный в центре источник, будут описывать спиральные траектории. Форма поля может быть выбрана так, чтобы орбиты частиц переходили в некоторую окружность, радиус которой определяется величиной  $B \cdot \rho$  для частиц (рис. 9.32). Щель детектора, расположенная на этой окружности, будет собирать частицы с некоторой величиной  $B \cdot \rho$ . Подходящая форма поля может быть выбрана колоколообразной формы с максимумом в центре магнита. Другая форма поля, которая дает некоторые преимущества, описывается выражением

$$\begin{aligned} B(\rho) &= B_0 && \text{для } \rho \leq \rho_0, \\ B(\rho) &= \frac{B_0 \cdot \rho_0}{2\rho} && \text{для } \rho > \rho_0. \end{aligned} \quad (9.51)$$

В общем случае колоколообразного поля имеет место сильная фокусировка в направлении  $z$ , что приводит к колебательному движению частиц около плоскости  $z = 0$ . Совместная фокусировка по  $\rho$  и  $z$  вокруг всего источника приводит к необычайно высокой светосиле этого прибора.

### 9.3. Магнитные $\gamma$ -спектрометры

Методы измерения энергии заряженных частиц с помощью магнитных спектрометров были рассмотрены в разделе 9.2. По сути дела любой  $\beta$ -спектрометр можно использовать для измерения энергии  $\gamma$ -квантов по электронам отдачи, если в месте расположения  $\beta$ -источника поместить радиатор и направить на него пучок  $\gamma$ -квантов. В результате взаимодействия фотонов с электронами из радиатора будут вылетать электроны, энергия которых связана с энергией  $\gamma$ -квантов. Исследуя спектр таких электронов, можно определить спектр  $\gamma$ -квантов. При этих измерениях возникает целый ряд требований к формированию пучка  $\gamma$ -квантов, толщине радиатора и его составу, защите спектрометра и т. д. Эти требования, в конечном счете, и определяют светосилу и энергетическое разрешение магнитного  $\gamma$ -спектрометра. Известно много различных магнитных спектрометров, которые можно разделить на три большие группы:

- фото-спектрометры;
- комптоновские;
- парные спектрометры.

Наилучшими свойствами обладают комптоновские спектрометры. В этом разделе на примере простейшего комптоновского магнитного спектрометра будут сделаны оценки светосилы и энергетического разрешения таких приборов.



### 9.3.1. Комптоновские магнитные спектрометры

Оценим основные параметры комптоновского магнитного спектрометра с однородным магнитным полем. Схема такого прибора показана на рис. 9.33 [2].

Коллимированный пучок  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов в пределах углов  $\pm \alpha_0$ , и их энергетический состав анализируют с помощью магнитного спектрометра.

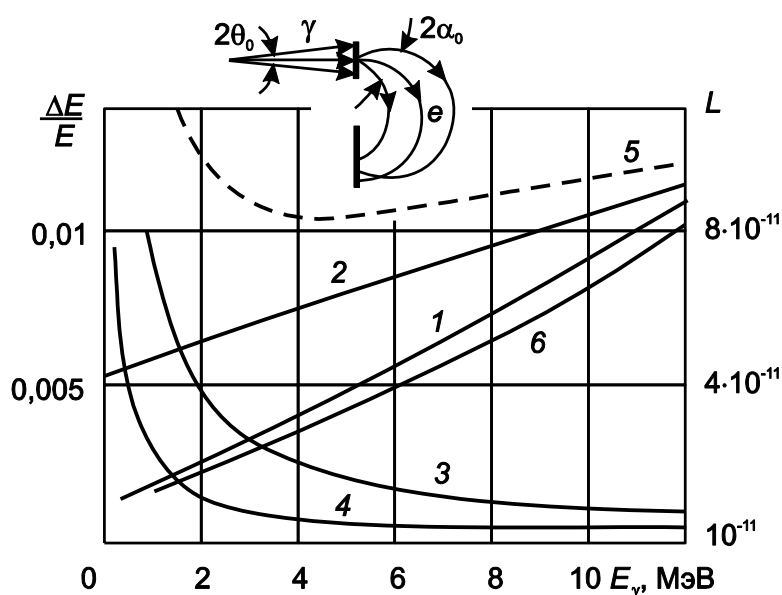


Рис. 9.33. Схема магнитного комптоновского  $\gamma$ -спектрометра с полукруговой фокусировкой и зависимость энергетического разрешения и светосилы от энергии  $\gamma$ -квантов: 1 – составляющая энергетического разрешения, обусловленная апертурой  $\alpha_0=2 \cdot 10^{-2}$  с учетом зависимости энергии комптон-электронов от угла вылета; 2 – энергетическое разрешение с учетом ширины и длины источника, ширины щели, непараллельности пучка  $\gamma$ -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

Собственное энергетическое разрешение спектрометра с полукруговой фокусировкой однородным магнитным полем определяется квадратом угла  $\alpha_0^2$ . В случае анализа  $\gamma$ -излучения по комптон-электронам энергетическое разрешение будет хуже по следующим причинам: энергия комптоновских электронов зависит от угла их вылета; пучок  $\gamma$ -квантов, падающий на радиатор, не является параллельным; имеется дисперсия в

энергии электронов, связанная с рассеянием  $\gamma$ -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  $\gamma$ -кванта. Обозначим этот угол  $\alpha$ . Тогда связь между энергией электрона  $E_e$ , углом  $\alpha$  и энергией  $\gamma$ -кванта будет иметь вид [2]

$$E_e = \frac{2m_0c^2 \cdot \varepsilon^2}{(1 + 2 \cdot \varepsilon) + (1 + \varepsilon)^2 \cdot \text{tg}^2 \alpha}, \quad (9.52)$$

где введено обозначение  $\varepsilon = E_\gamma / m_0c^2 = h\nu / m_0c^2$ .

В связи с этим ширина изображения в случае точечного радиатора значительно больше величины  $\Delta x$ , которая получена для моноэнергетических электронов (см. (9.26)). Действительно, как и в магнитных  $\beta$ -спектрометрах, электроны, вылетевшие из радиатора под углом  $\alpha = 0$ , пересекут ось  $x$  в точке  $2\rho_0$ , где  $\rho_0$  – радиус кривизны для электронов с энергией, определяемой (8.52) при  $\alpha = 0$ . Электроны, вылетевшие из радиатора под углами  $\alpha \neq 0$ , будут двигаться по траекториям с меньшим радиусом кривизны  $\rho$ , поскольку энергия электронов под большими углами  $\alpha$  будет меньше. Электроны, вылетающие из радиатора под углом  $\alpha$ , пересекут ось  $x$  в точке  $2\rho(\alpha) \cdot \cos \alpha$ . Таким образом, ширина изображения у основания для точечного источника, испускающего комптоновские электроны:

$$\begin{aligned} \Delta x_0 &= 2\rho_0 - 2\rho(\alpha_0) \cdot \cos \alpha_0 = \\ &= 2\rho_0 \left[ 1 - \frac{\rho(\alpha_0) \cdot \cos \alpha_0}{\rho_0} \right]. \end{aligned} \quad (9.53)$$

Если считать, что  $\rho$  линейно связано с энергией электронов, то легко получить из (9.52) следующее отношение:

$$\rho(\alpha) / \rho_0 = \frac{1 + 2 \cdot \varepsilon}{(1 + 2 \cdot \varepsilon) + (1 + \varepsilon)^2 \cdot \text{tg}^2 \alpha}. \quad (9.54)$$

Поскольку углы  $\alpha$  в спектрометрах обычно малы, то, пренебрегая малыми членами из (9.53), найдем следующее выражение [2]

$$\Delta x_0 = \rho_0 \cdot \alpha_0^2 \cdot \left[ 1 + \frac{2 \cdot (1 + \varepsilon)^2}{1 + 2 \cdot \varepsilon} \right]. \quad (9.55)$$

Выражение для ширины изображения (9.55) состоит из двух членов. Первый, не зависящий от энергии исследуемого излучения, имеет то же значение, что и в случае магнитного  $\beta$ -спектрометра, а второй зависит от энергии и тем больше, чем выше энергия  $\gamma$ -квантов. Можно показать, что в случае радиатора в виде нити, расположенного на оси  $z$ , ширина

изображения (при  $\alpha = 0$ )  $x'_0$  будет описываться выражением (9.55), если в нем заменить угол  $\alpha_0$  на угол  $\beta_0$ . Таким образом, ширина изображения у основания для источника комптоновских электронов будет зависеть от энергии  $\gamma$ -квантов и составит  $\Delta x_0(\varepsilon, \alpha_0) + x'_0(\varepsilon, \beta_0) + x_0 + x_{\text{щ}}$ , где  $x_0$  – ширина источника вдоль оси  $x$ ;  $x_{\text{щ}}$  – ширина щели перед детектором. Размер радиатора вдоль оси  $z$  равен  $2\pi \cdot \rho \cdot \beta_0$ .

Пучок  $\gamma$ -квантов, падающий на радиатор, в реальных случаях не бывает строго параллельным. Отклонение  $\gamma$ -квантов от нормали к радиатору также приводит к ухудшению энергетического разрешения спектрометра. Если предположить, что апертура спектрометра  $\alpha_0$  сколь угодно мала, то энергетическое разрешение спектрометра будет определяться углами, под которыми  $\gamma$ -кванты попадают на радиатор. Пусть в спектрометре анализируются электроны, вылетающие нормально к радиатору, тогда энергия комптон-электронов будет определяться соотношением (9.52) при условии, что  $\alpha$  – это угол между направлением движения  $\gamma$ -кванта и нормалью к радиатору. Если считать, что  $\gamma$ -кванты падают на радиатор в пределах углов  $\theta_0$ , отсчитываемых от нормали, а апертура диафрагмы  $\alpha = 0$ , то в спектрометр при данной энергии  $\gamma$ -квантов попадут электроны, минимальная энергия которых определяется равенством (9.52) при подстановке  $\alpha = \theta_0$ . Такие электроны пересекают ось в точке  $2\rho(\theta_0)\cos\theta_0$ , и ширина изображения точечного источника в таком случае определяется соотношением (9.55) при подстановке  $\alpha_0 = \theta_0$ . Обозначим ширину изображения по основанию, обусловленную не параллельностью пучка  $\gamma$ -квантов,  $x''_0$  при  $\alpha_0 = \beta_0 = 0$ .

Таким образом, влияние углов  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  и  $\theta_0$  на ширину изображения одинаково зависит от энергии. Зависимость  $\Delta x_0(\varepsilon)/\rho$  при заданном значении  $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  показана на рис. 9.33 (кр. 1).

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра, обусловленное геометрией прибора (параметры  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\theta_0$ ,  $x_0$ ,  $x_{\text{щ}}$ ), можно записать в первом приближении по аналогии с магнитным  $\beta$ -спектрометром в виде

$$\eta = \frac{1}{4\rho_0} \cdot [\Delta x_0(\varepsilon) + x'_0(\varepsilon) + x''_0(\varepsilon) + x_0 + x_{\text{щ}}]. \quad (9.56)$$

Потребуем, чтобы каждое из слагаемых суммы в числителе (9.56) было одинаково при максимальной энергии ( $\sim 10$  МэВ) измеряемого спектра  $\gamma$ -квантов

$$x_0 = x_{\text{ш}} = \rho_0 \alpha_0^2 \cdot \left[ 1 + \frac{2(1 + \varepsilon_{\text{max}})^2}{1 + 2\varepsilon_{\text{max}}} \right]. \quad (9.57)$$

Тогда (9.56) с учетом этого требования будет выглядеть следующим образом [2]

$$\eta = \frac{\alpha_0^2}{2} \cdot \left\{ \left[ 1 + \frac{2(1 + \varepsilon_{\text{max}})^2}{1 + 2\varepsilon_{\text{max}}} \right] + \frac{3}{2} \cdot \left[ 1 + \frac{2(1 + \varepsilon)^2}{1 + 2\varepsilon} \right] \right\}. \quad (9.58)$$

Зависимость  $\eta(\varepsilon)$ , вычисленная по (9.58) для  $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  показана на рис. 9.33 (кр. 2).

Энергетическое разрешение будет зависеть и от толщины радиатора. Действительно, электроны могут быть образованы  $\gamma$ -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 и составляют около  $1 \text{ МэВ} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Следовательно, относительный разброс в энергиях электронов

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} \sim \frac{t}{E_e}, \quad (9.59)$$

где  $t$  – толщина конвертора,  $\text{г}/\text{см}^2$ .

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  $0,01 \text{ г}/\text{см}^2$ . Величина  $\Delta E_e/E_e$  показана на рис. 9.33 для  $t = 0,01 \text{ г}/\text{см}^2$  (кр. 3).

Рассмотренные эффекты, влияющие на энергетическое разрешение магнитного комптоновского спектрометра, могут быть очень малыми, если выбрать соответствующие значения  $\alpha_0$ , толщины радиатора, расстояний от источника  $\gamma$ -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 неоднозначному значению энергии электрона отдачи, вылетающего под заданным углом.

Максимальный разброс по энергиям электронов отдачи [2]

$$\Delta E_{\text{max}} = 4 \left( \frac{v}{c} \right) \cdot \frac{m_0 c^2 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \varepsilon)}{(1 + 2\varepsilon)^2}, \quad (9.60)$$

где  $v$  – скорость электрона до соударения с  $\gamma$ -квантом. Из соотношения (9.60) следует, что  $\Delta E_{\text{max}}$  может значительно превышать первоначальную энергию электрона. Если энергия  $\gamma$ -кванта выше 1 МэВ, то  $\Delta E_{\text{max}} \approx (v/c) \cdot m_0 c^2$ .

Энергия электрона, имеющего до соударения скорость  $v$ , равна  $m_0 v^2 / 2$ . Поэтому  $\Delta E_{\max}$  *может превышать энергию электрона в  $(2/\beta)$  раз*; здесь  $\beta = v/c$ . И хотя энергия электронов в атомах невелика (13,5 эВ – в атоме водорода; 400 эВ – энергия  $K$ -электрона в атоме азота),  $\Delta E_{\max}/E_\gamma$  в области энергий  $\gamma$ -квантов, меньших 2 МэВ, превышает 0,01. Величина  $\Delta E_{\max}$  будет тем больше, чем больше атомный номер вещества конвертора. Скорости  $K$ -электронов в первом приближении пропорциональны  $Z$ . Поэтому для комптоновских спектрометров выгодно выбирать радиаторы с малой величиной  $Z$ . Так, если при рассеянии на  $K$ -электронах атома азота  $\Delta E_{\max} \approx 20$  кэВ, то при рассеянии на  $K$ -электронах атомов алюминия  $\Delta E_{\max} \approx 40$  кэВ. Найденные значения  $\Delta E_{\max}$  оказываются значительными. В спектрометрии представляет интерес не максимальный разброс  $\Delta E_{\max}$ , а ширина распределения на половине высоты.

Чтобы получить распределение электронов отдачи по энергиям, необходимо учесть всевозможные первоначальные направления движения электронов относительно направления движения  $\gamma$ -квантов, а также учесть распределение электронов по скоростям в атоме. Все это приводит к тому, что ширина распределения электронов по энергиям на половине высоты  $\Delta E_e$  оказывается значительно меньше максимального значения  $\Delta E_{\max}$ . Например, расчеты показывают, что  $\Delta E_e$  для конвертора из полистирола в области энергий  $\gamma$ -квантов выше 1 МэВ составляет примерно 3 кэВ. На рис. 9.33 показано отношение  $\Delta E_e/E_\gamma$  для конвертора из полистирола (кр. 4).

Приведенные на рис. 9.33 кривые 2, 3, 4 и определяют энергетическое разрешение комптоновского спектрометра. Пунктирная кривая 5 на этом же рисунке есть сумма вкладов в энергетическое разрешение, обусловленных различными факторами.

**Оценим теперь светосилу рассматриваемого спектрометра.** В заданном угле  $\theta_0$  от точечного изотропного источника  $\gamma$ -квантов активностью  $q$  на радиатор попадет  $\Omega/4\pi = (1/2) \cdot (1 - \cos\theta_0) \approx q\theta_0^2/4$  квантов в 1 с. Вероятность комптоновского рассеяния в пределах углов  $0 - \alpha_0$  в радиаторе толщиной  $t$  и площадью  $s$  будет равна

$$2\pi \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \cdot NZ \cdot ts \cdot \sin\alpha \, d\alpha, \quad (9.61)$$

где  $NZ$  – число электронов в 1 см<sup>3</sup> радиатора;  $d\sigma_e/d\Omega$  – сечение образования электрона с углом вылета  $\alpha$ . Считая, что эффективность регистрации электронов счетчиком составляет 100%, и, пренебрегая рассеянием электронов в вакуумной камере, получаем выражение для светосилы [2]

$$L = g \cdot \frac{\theta_0^2}{4} 2\pi \cdot NZt \int_0^{\alpha_0} \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \cdot \sin \alpha \, d\alpha, \quad (9.62)$$

где  $g$  – отношение числа электронов, регистрируемых в максимуме распределения, к полному числу электронов в распределении при данной энергии  $\gamma$ -квантов. При малых углах  $\alpha_0$  выражение (9.62) упрощается.

На рис. 9.33 показана зависимость светосилы (кр. б) от энергии, рассчитанная по (9.62) для  $\theta_0 = \alpha_0 = 0,02$ ;  $g = 0,1$ ;  $t = 0,01$  г/см<sup>2</sup>;  $NZ = 3 \cdot 10^{23}$ . Светосила комптоновского спектрометра практически линейно растет с энергией  $\gamma$ -кванта и для рассматриваемого случая при  $E_\gamma = 10$  МэВ достигает значения, равного примерно  $6 \cdot 10^{-11}$ . Из-за низкой чувствительности магнитные спектрометры необходимо тщательно защищать и принимать меры, предотвращающие рассеяние пучка  $\gamma$ -квантов на своем пути.

Количество импульсов фона, которые можно определить, убрав

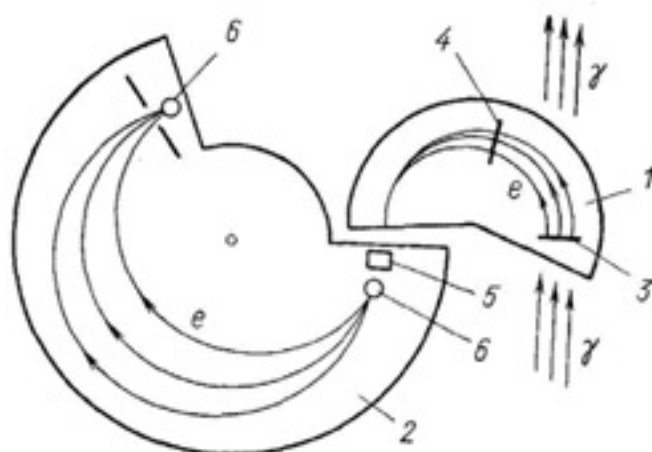


Рис. 9.34. Схема магнитного комптоновского  $\gamma$ -спектрометра с двойной фокусировкой

конвертор, значительно уменьшается, если электроны отдачи регистрируют с помощью двух детекторов, включенных в схему совпадения. Конструкция одного из комптоновских магнитных спектрометров, построенного Л. В. Грошевым с сотрудниками, изображена на рис. 9.34 [2]. Этот спектрометр имеет энергетическое разрешение

около 0,3% для  $\gamma$ -квантов с энергией выше 2,5 МэВ и светосилу  $\sim 10^{-12}$ .

Спектрометр состоит из двух магнитов: магнита сепаратора 1 и магнита анализатора 2. Комптоновские электроны, выбитые из конвертора 3, собираются аксиально-симметричным полем на горизонтальную щель 4, а затем на вертикальную щель 5, за которой расположен газоразрядный счетчик б 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 б, включенный в схему совпадений с первым. Радиусы равновесных орбит в сепараторе 150 мм, а в анализаторе 600 мм. При изучении спектров  $\gamma$ -квантов измеряется число совпадений счетчиков в функции одновременно изменяющихся величин магнитного поля анализатора и сепаратора.

### 9.3.2. Парный магнитный спектрометр

Принципиальная схема парного магнитного спектрометра показана на рис. 9.35. Коллимированный пучок  $\gamma$ -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 [2].

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  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma$  может образовать электроны (и позитроны) с одинаковой вероятностью в пределах энергий от 0 до  $E_\gamma - 2m_0c^2$ . Поэтому для отбора актов регистрации  $\gamma$ -квантов с определенной энергией счетчики включают в схему совпадений. Действительно, если расстояние между счетчиками будет равно  $d$  и  $\gamma$ -квант образовал пару в центре расстояния между счетчиками, то в этом случае будет зарегистрировано только такое событие, при котором  $E_{-e} = E_{+e}$  (энергия электрона равна энергии позитрона) 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 пределах углов  $m_0c^2 / E_\gamma$ , это приводит к очень низкой светосиле спектрометра.

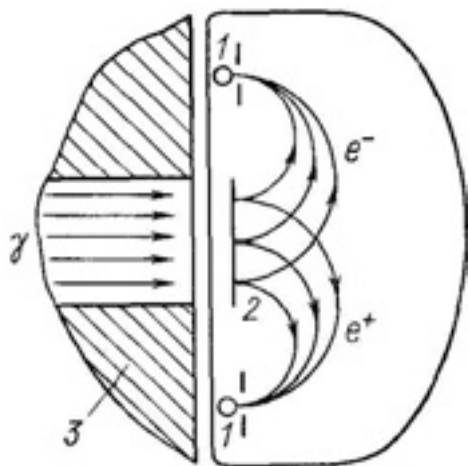


Рис. 9.35. Схема парного магнитного  $\gamma$ -спектрометра: 1 – счетчик; 2 – радиатор; 3 – коллиматор

Однако если радиатор сделать достаточно протяженным в направлении прямой, проходящей через оба счетчика, то при достаточно больших энергиях  $\gamma$ -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 линейно связаны с энергией

$$E_{-e} = m_0c^2 \left\{ \sqrt{\frac{(eB \cdot \rho \cdot c)^2}{(m_0c^2)^2} + 1} - 1 \right\} \approx \sqrt{(eB \cdot \rho \cdot c)^2 + (m_0c^2)^2} - m_0c^2 \approx eB\rho c. \quad (9.63)$$

Учитывая это обстоятельство, можно записать [2]

$$E_\gamma = E_{+e} + E_{-e} + 2m_0c^2 \approx eBc \cdot (\rho_1 + \rho_2) + 2m_0c^2, \quad (9.64)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – радиусы кривизны траекторий электрона и позитрона;  $B$  – индукция магнитного поля. 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  $(\rho_1 + \rho_2)$  выполняется с тем большей точностью, чем выше энергия  $\gamma$ -квантов и, следовательно, больше энергии электронов и позитронов. Это означает, что при малых энергиях  $\gamma$ -квантов одновременные срабатывания счетчиков при заданном значении магнитного поля вызываются 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  $\gamma$ -квантов 3÷1 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  $\gamma$ -квантов с энергиями выше 10 МэВ.

## 10. КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

### 10.1. Вводные замечания

Исследование энергетического состава  $\gamma$ -излучения позволяет определить целый ряд важных для теории характеристик ядер, таких, как положение энергетических уровней возбужденных состояний ядер, энергии связи нуклонов, среднюю плотность возбужденных состояний и т. д.

Энергетический состав  $\gamma$ -излучения необходимо знать и во многих задачах ядерной техники: например, для определения тепловыделения в экранах реакторов, для расчёта дозы излучения, в геологоразведке, в медицине, в астрономии. Приведенные примеры показывают, насколько широк диапазон научных и практических приложений  $\gamma$ -спектрометрии.

Энергию  $\gamma$ -квантов определяют или по энергии электронов, образующихся в результате взаимодействия электромагнитного излучения с атомами, или по энергии заряженных частиц, возникающих в фотоядерных реакциях, по наклону функций пропускания узкого пучка  $\gamma$ -квантов, или, наконец, по величине угла брэгговского отклонения. Наиболее эффективным способом является способ



определения энергии  $\gamma$ -квантов по электронам отдачи. Большинство из этих методов являются косвенными методами определения энергии фотонного излучения.

Прямым методом определения энергии квантов является **кристалл-дифракционная спектроскопия  $\gamma$ -излучения**.

Необходимо напомнить, что дифракцией света (электромагнитных волн и волн другой природы) называется совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой излучения и наблюдается при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями. Отклонение световых волн от прямолинейного пути при прохождении вблизи краев экранов, отверстий, решеток и др. называется дифракцией.

Встречается такое понятие как **дифракционная решетка**. Это не что иное, как совокупность большого числа узких параллельных щелей, имеющих одинаковую ширину и расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Расстояние  $d = a + b$  ( $a$  – ширина одной щели,  $b$  – ширина каждой светонепроницаемой части) называется **постоянной** (или периодом) **дифракционной решетки**.

Дифракция световых волн на дифракционной решетке представлена на рис. 10.1. На рис. 10.1, *a* показаны лучи, падающие и выходящие перпендикулярно по отношению к решетке. Когда на их пути помещается собирающая линза, то они собираются в фокусе линзы. Все они находятся в одинаковой фазе и поэтому усиливают друг друга при встрече, образуя яркий пучок света.

На рисунке 10.1, *б* показаны такие же лучи, выходящие под углом  $\theta_1$  по отношению к решетке. Из геометрических соображений видно, что  $\lambda / (a + b) = \sin \theta_1$ . Показаны лучи, которые исходят от верхнего края каждой щели, и каждый луч должен пройти на одну длину волны больше, чем располагающийся над ним. Нижний луч проходит на три

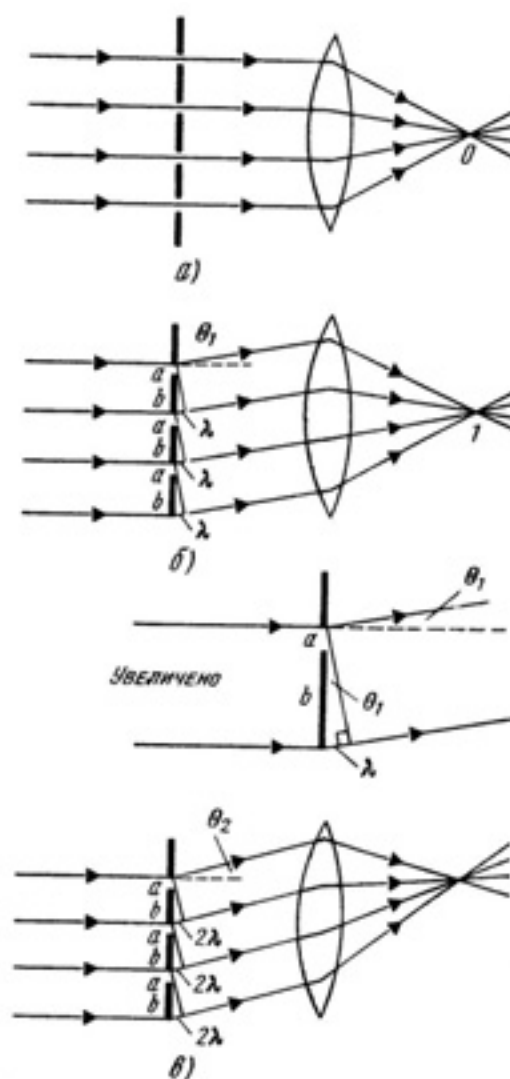


Рис. 10.1. Принцип действия дифракционной решетки

длины волны больше, чем верхний луч, и все эти лучи находятся в фазе. Когда они достигают линзы, они продолжают оставаться в фазе, поскольку разность пройденных расстояний между последующими лучами составляет  $\lambda$ . Поэтому, будучи собранными в фокусе линзой, все они взаимно усилятся и дадут второй яркий пучок.

На рисунке 10.1, в, показаны лучи, исходящие под углом  $\theta_2$ , таким, что  $\sin \theta_2 = 2 \cdot \lambda / (a + b)$ ; разность хода между последующими лучами составляет  $2\lambda$ . И снова лучи взаимно усиливаются, когда фокусируются линзой. Подобным же образом если разность хода составляет три длины волны, то  $3 \cdot \lambda = (a + b) \cdot \sin \theta_3$ .

Уравнение разности хода в общем виде может быть записано как  $n \cdot \lambda = (a + b) \cdot \sin \theta_n$ , где  $n = 0, 1, 2, 3$  и т. д. Рисунок 10.2 обобщает наши результаты. Когда монохроматический свет падает нормально на решетку, а

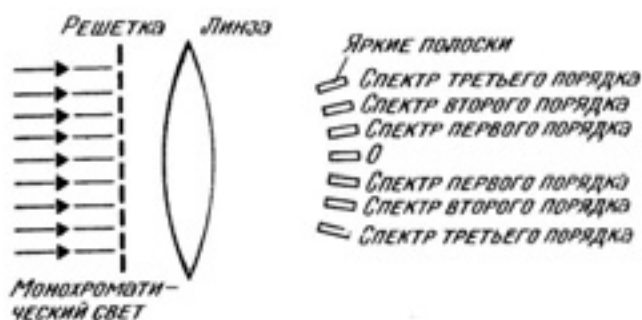


Рис. 10.2. Спектр, образуемый дифракционной решеткой

проходящий через решетку свет проходит через линзу, то образуются яркие пучки света, как показано на рисунке. Средний пучок соответствует  $n = 0$ , а второй пучок с каждой из сторон соответствует  $n = 2$ . Спектр при  $n = 1$  называется **спектром первого порядка, а при  $n = 3$  спектром третьего порядка и т. д.**

Тело, оптические свойства которого зависят от всех трех пространственных координат, представляет собой трехмерную оптическую структуру. Простейшим примером трехмерной оптической структуры – пространственной дифракционной решетки – может служить система одинаковых, двумерных, плоских решеток, расположенных параллельно друг другу на равных расстояниях вдоль оси, перпендикулярной к их плоскостям. Важнейшим случаем пространственной дифракционной решетки являются кристаллические структуры твердых тел.

Простейший метод расчета дифракции на кристаллической решетке основан на представлении кристалла в виде системы параллельных плоскостей. Каждая такая плоскость проходит через большое число узлов решетки и называется сетчатой плоскостью. Предполагается, что сетчатые плоскости зеркально отражают падающие на них электромагнитные волны. Для возникновения дифракционных максимумов необходимо, чтобы волны, отраженные всеми параллельными сетчатыми плоскостями, усиливали друг друга при интерференции. Это условие выполняется только при таких соотношениях между длиной дифрагирующей волны  $\lambda$  и углом  $i$  её падения на сетчатые плоскости, которые удовлетворяют условию Вульфа–Брэгга [2]

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \theta_0, \quad (10.1)$$

где  $\theta_0 = \pi/2 - i$ ;  $i = \pi/2 - \theta_0$  – угол падения;  $d$  – расстояние между двумя соседними сетчатыми плоскостями (постоянная решетки);  $n$  – порядок отражения (1, 2, 3, ...).

Согласно формуле Вульфа–Брэгга, на пространственных решетках могут дифрагировать только такие волны, длина которых  $\lambda > 2d$ . Следовательно, неравенство  $d < \lambda/2$  представляет собой условие оптической однородности кристалла (идеального) для электромагнитных волн с длиной волны  $\lambda$ . У кристаллических решеток  $d \sim 10^{-9} - 10^{-10}$  м. На кристаллических решетках дифрагируют, кроме видимого света, рентгеновские и  $\gamma$ -лучи (а также электроны, нейтроны и другие частицы).

## 10.2. История метода

Первые исследования ядерного  $\gamma$ -излучения прямым методом дифракции на кристалле принадлежат Резерфорду и Андраде [8], использовавшим плоскую тонкую пластинку кристалла (рис. 10.3). Наименьшая длина волны, измеренная в этой работе, была около  $7 \cdot 10^{-9}$  м, что соответствовало энергии фотонов – 177 кэВ.

На спектрометре отражательного типа с фотографической регистрацией

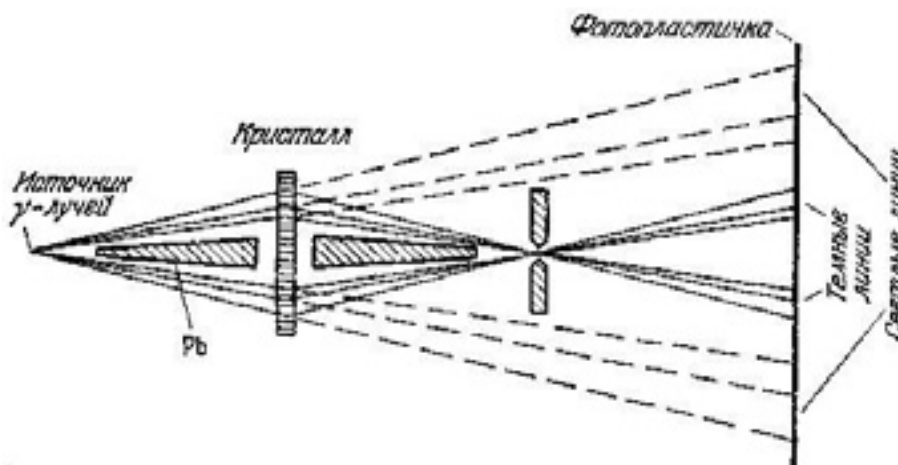


Рис. 10.3. Спектроскопический метод изучения ядерного  $\gamma$ -излучения, использующий плоскую ненапряженную кристаллическую пластинку в положении пропускания [8]

ядерного  $\gamma$ -излучения и с использованием отражения от брэгговских плоскостей при очень малых углах отражения от плоского кристалла с успехом работал Фрилли [8]. Наиболее короткие длины волн, измеренные Фрилли, были порядка  $1,6 \cdot 10^{-9}$  м.

Главными недостатками прибора Фрилли при измерении таких коротких длин волн были:

- низкая разрешающая сила и плохая точность измерения длин волн;
- невозможность защиты от прямого пучка и его диффузного рассеяния, маскировавших избирательно отраженный спектр;
- неопределенность положения **нуля шкалы** длин волн.

Последнее могло быть устранено поворотом кристалла на угол, близкий к  $180^\circ$ , и фотографированием на одном и том же негативе спектра  $\gamma$ -линий, образованных при отражении, как на левую, так и на правую стороны. Для наиболее коротких волн точность измерения и разрешающая сила метода Фрилли были очень низки.

### 10.3. Основы кристалл-дифракционного метода

Кристалл-дифракционный метод измерения энергии  $\gamma$ -квантов является одним из первых методов ядерной спектроскопии и до последнего времени он был и наиболее точным методом абсолютных измерений энергии  $\gamma$ -квантов. В этом методе используется только та часть падающего на кристалл излучения, которая упруго, без потери энергии, рассеивается атомами. Вероятность такого рассеяния (его называют упругим, рэлеевским или электронным резонансным) на несколько порядков ниже, чем вероятность неупругого рассеяния (при энергиях, значительно превышающих энергию связи электронов, неупругое рассеяние является комптоновским; в области около 1 МэВ оно является преобладающим видом взаимодействия). Тем не менее, этот вид взаимодействия удается использовать для определения энергии излучения. Упруго рассеянное излучение когерентно, так что в **направлениях, которым соответствует разница в пути в целое число длин волн  $\lambda$** , следует ожидать **появления дифракционных максимумов**. Эти направления легко находятся, если учесть, что плоская волна электромагнитного излучения, упруго-рассеянная отдельной атомной плоскостью, сохраняет фазу, если угол падения равен углу отражения. Однако та же волна, отраженная рядом параллельных атомных плоскостей с межплоскостным расстоянием  $d$  (рис. 10.4, а), сохраняет фазу только при углах падения  $\pi/2 - \theta_0$ , где  $\theta_0$  определяется условием Вульфа–Брэгга, которое для простой кубической кристаллической решетки имеет вид выражения (10.1).

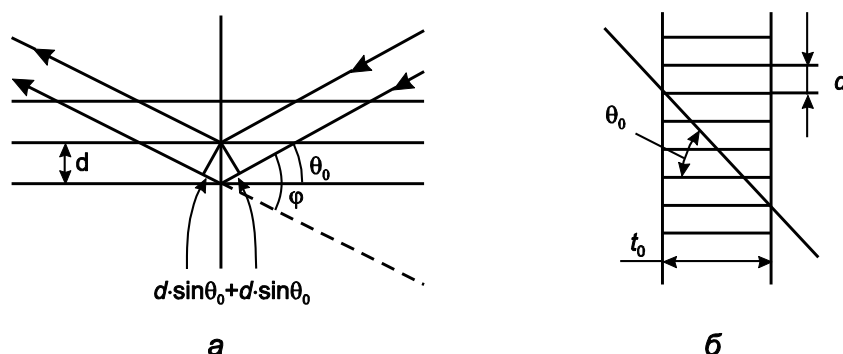


Рис. 10.4. Отражение электромагнитных волн от плоского кристалла: *a* — брэгговское отражение электромагнитных волн; *b* - расположение плоскостей кристалла, участвующих в отражении

Угол  $\theta_0$  в первом приближении (без учета изменения длины волны при прохождении через кристалл, что справедливо с высокой точностью для рассматриваемых спектрометров с дифракционными плоскостями, почти

параллельными к падающему излучению и перпендикулярными к выходной поверхности) соответствует направлению максимальной интенсивности дифракционной линии.

Длина волны  $\lambda$   $\gamma$ -квантов, выраженная в сантиметрах, связана с их энергией излучения  $E_\gamma$ , выраженной в кэВ, соотношением [2]

$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1,24 \cdot 10^{-7}}{E_\gamma}. \quad (10.2)$$

С помощью выражений (10.1) и (10.2) по углам  $\theta_0$  можно сравнивать энергии  $\gamma$ -квантов.

Для получения абсолютных значений энергии  $\gamma$ -квантов необходимо определить угол  $\theta_0$  и в независимых экспериментах постоянную решетки  $d$ . Углы  $\theta_0$  сравнительно легко и с хорошей точностью определяются на гониометрах. Постоянную решетки  $d$  в кубических решетках можно найти, например, по формуле

$$d = \left[ \frac{f \cdot A}{\rho \cdot N_A} \right]^{1/2}, \quad (10.3)$$

где  $f$  – число атомов в элементарной кристаллической решетке;  $A$  – средняя атомная масса;  $\rho$  – плотность кристалла;  $N_A$  – число Авогадро.

В более общем виде (с учетом поправки на преломление лучей в кристалле, а также для различных порядков отражения и для различных кристаллических плоскостей) формула (10.1) выглядит так [113]:

$$\frac{2d \cdot \sin \theta_0}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \cdot \left[ 1 - \frac{1 - \mu}{\sin^2 \theta_0} \right] = n \cdot \lambda, \quad (10.4)$$

где  $h, k, l$  – кристаллографические индексы Миллера для отражающих плоскостей;  $\mu$  – показатель преломления для лучей с длиной волны  $\lambda$ .

### 10.3.1. Дифракция $\gamma$ -квантов на плоском кристалле

Рассмотрим дифракцию  $\gamma$ -квантов на плоском кристалле. Пусть на плоскопараллельную пластинку, вырезанную из монокристалла, падает параллельный пучок моноэнергетических  $\gamma$ -квантов. Пусть какие-либо кристаллографические плоскости перпендикулярны к поверхности кристалла (рис. 10.5), а пучок  $\gamma$ -квантов составляет угол  $\theta_0$  с направлением этих плоскостей. При выполнении условия Брэгга (10.1) за пластинкой появится отраженный пучок, максимум интенсивности которого будет под углом  $-\theta_0$  к направлению плоскостей кристалла. Детальный ход углового распределения интенсивности  $\gamma$ -квантов за пластинкой кристалла можно измерить с помощью коллимированного детектора, имеющего высокое угловое разрешение (в плоскости рисунка угловое разрешение детектора  $\Delta\theta$ ). При соблюдении условия (10.1) угловое распределение будет иметь два максимума. Один из них (при  $\theta = \theta_0$ ) образован прошедшим

через пластинку первичным излучением и его ширина (при малых толщинах кристалла) определяется угловой расходимостью детектора  $\Delta\theta$ . Левый максимум (при  $\theta = -\theta_0$ ) образован отраженным пучком.

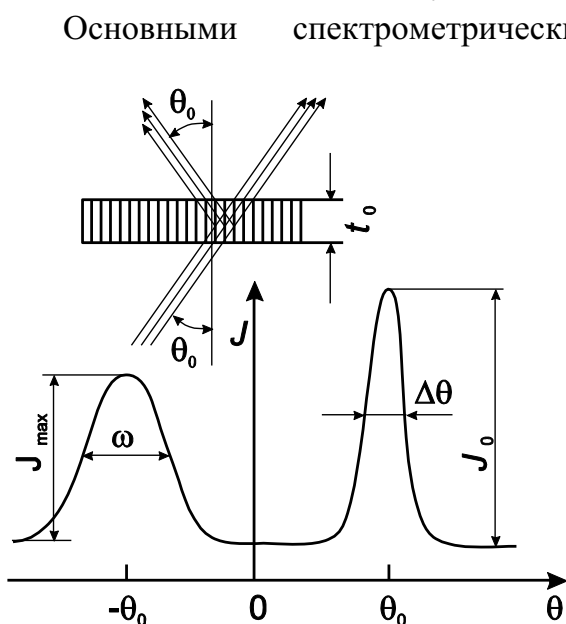


Рис. 10.5. Угловое распределение интенсивности  $\gamma$ -квантов после прохождения через кристалл

Основными спектрометрическими характеристиками кристалла являются **форма дифракционной линии** (дифракционного пика, дифракционного максимума) и **отражательная способность**. Форма дифракционной линии характеризуется шириной линии на половине высоты  $\omega$  и максимальной  $J_{\max}$  интенсивностью.

Дифракционный максимум характеризуют коэффициентом отражения  $\Gamma$  – отношение максимальной интенсивности отраженного излучения к интенсивности падающего на кристалл излучения, полной или интегральной отражательной способностью  $R$ , а также полной отражательной способностью  $p$  с

учетом поглощения в кристалле. Они связаны соотношениями [2]

$$\Gamma \approx J_{\max}/J_0; R \approx \omega \cdot \Gamma; p \approx R \cdot \exp(-\mu \cdot t), \quad (10.5)$$

где  $J_0$  – интенсивность первичного излучения, падающего на кристалл (эффективная сила источника);  $\mu$  – средний линейный коэффициент поглощения материала кристалла;  $t$  – длина пути, пройденного излучением в кристалле. Площадь под дифракционным пиком  $R \approx \omega \cdot \Gamma$  ещё называют **интегральным коэффициентом отражения**.

Рассмотрим, как эти характеристики связаны со структурой кристалла и с энергией  $\gamma$ -квантов в случае совершенного (идеального) кристалла с кристаллографическими плоскостями, перпендикулярными к поверхности кристалла. Падающее под углом  $\pi/2 - \theta_0$  на отражающую плоскость излучение отражается частично. Пучок  $\gamma$ -квантов при прохождении через кристалл ослабляется в результате комптоновского рассеяния и фотоэлектрического поглощения. Поглощение приводит к ослаблению прямого и отраженного пучков. Рассеяние на кристалле и на стенках коллиматора создает непрерывное угловое распределение  $\gamma$ -излучения. Далее пропущенный и отраженный пучки могут повторно подвергнуться отражению, т. е. происходит многократное рассеяние излучения. Оно существенно влияет на отражательную способность кристалла. Вклад многократного рассеяния определяется толщиной кристалла  $t_0$ .

Толщину кристалла принято сравнивать с характерной толщиной [2]

$$t_e = \frac{\cos\theta_0}{C \cdot \lambda}, \quad (10.6)$$

где  $C$  – коэффициент пропорциональности, определяемый структурой кристалла и элементарным объёмом его ячейки, например, для кристалла кварца  $C \approx 5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . На толщине  $t_e$  происходит ослабление первичного пучка за счет упругого рассеяния в  $e = 2,718$  раз. Если  $t_0 \gg t_e$ , кристалл считается **толстым**, если  $t_0 \ll t_e$  – **тонким**. Так как толщина  $t_e$  зависит от энергии излучения, то кристалл может быть толстым для малых энергий и тонким для больших. Условно можно определить граничную энергию и соответствующую ей длину волны  $\lambda_{\text{гр}}$ , при которой  $t_e = t_0$ , как  $\lambda_{\text{гр}} = \cos\theta_0 / (C \cdot t_0)$ , и считать кристалл толстым при  $\lambda > \lambda_{\text{гр}}$  и тонким при  $\lambda < \lambda_{\text{гр}}$ .

Для оценки величин  $\Gamma$  и  $\omega$  остановимся на некоторых выводах теории дифракции  $\gamma$ -излучения на кристаллической решетке.

Амплитуда волны, отраженной при прохождении тонкого слоя кристалла, толщиной  $t$ , пропорциональна длине волны излучения, толщине кристалла и обратно пропорциональна косинусу брэгговского угла, т. е.  $C \cdot \lambda \cdot t / \cos\theta_0$ , поэтому для **тонкого кристалла**, когда вкладом многократного рассеяния и вторичного ослабления возможно пренебречь, коэффициент отражения  $\Gamma$  равен квадрату амплитуды рассеяния

$$\Gamma = C^2 \lambda^2 t_0^2 / \cos^2 \theta_0. \quad (10.7)$$

В случае **толстого кристалла** уже на расстоянии  $t = t_e$  основная часть излучения перейдет в отраженный пучок, затем опять в прямой и так далее, так что **интенсивности падающего и отраженного пучков будут равны** (они могут значительно снизиться в результате поглощения), т. е.  $\Gamma = 1/2$ .

Для успешного анализа спектрального состава  $\gamma$ -излучения по положению и интенсивности дифракционных максимумов необходимо, чтобы  $\Delta\theta \leq \omega < \theta_0$ . Оценим величины  $\theta_0$ . Расстояние между плоскостями кристаллов около  $10^{-8}$  см. Так, в кристалле кварца ( $\text{SiO}_2$ ) расстояния между плоскостями, наиболее удобные для использования в спектрометрии, имеют несколько дискретных значений в области от  $4,25 \cdot 10^{-8}$  до  $0,8 \cdot 10^{-8}$  см. Если выбрать для спектрометрии плоскости кристалла кварца, расстояние между которыми  $d = 1,12 \cdot 10^{-8}$  см, то при  $n = 1$

$$\theta_0 = \arcsin(\lambda / 2d) = \arcsin(5,5 / E_\gamma), \quad (10.8)$$

где энергия  $E_\gamma$  измеряется в кэВ. При использовании указанного  $d$  можно изучать  $\gamma$ -спектры с  $E_\gamma > 5$  кэВ. Углы  $\theta_0$  при энергиях  $\gamma$ -квантов выше 100 кэВ будут меньше  $3^\circ$ . Чтобы получить энергетическое разрешение около 0,5% при  $E_\gamma = 100$  кэВ, необходимо иметь  $\Delta\theta \approx 0,015^\circ = 2,6 \cdot 10^{-4}$  рад.

Разрешающая способность в случае дифракции на кристалле обратно пропорциональна числу участвующих в отражении плоскостей  $m$ , т. е.

$$\Delta\lambda / \lambda = 1/m. \quad (10.9)$$

Величина  $\Delta\lambda / \lambda$ , связана с шириной дифракционного максимума. Из (10.1) следует, что  $\Delta\lambda / \lambda = \omega / \text{tg}\theta_0$ , поэтому

$$\omega = \text{tg}\theta_0 / m. \quad (10.10)$$

В случае **тонкого кристалла** ( $t_e \gg t_0$ ) число участвующих в отражении плоскостей  $m = t_0 \cdot \text{tg}\theta_0 / d$ , следовательно,  $\omega \approx d/t_0$ . Для толстого кристалла разрешающая способность будет определяться числом плоскостей, которые участвуют в процессе первичного отражения, происходящем на глубине  $t_e$ . Поэтому  $m \approx t_e \cdot \text{tg}\theta_0 / d$  и  $\omega \approx d/t_e$ .

Итак, в случае **толстого кристалла** ( $t_e \ll t_0$ ) ширина дифракционного максимума оказывается пропорциональной длине волны излучения, а максимальный коэффициент отражения не зависит от длины волны излучения

$$\begin{aligned} \omega &\approx d/t_e = C \cdot \lambda \cdot d / \cos\theta_0 ; \\ \Gamma &= 1/2 ; \quad R \approx \omega \cdot \Gamma = \omega / 2 . \end{aligned} \quad (10.11)$$

Если кристалл **тонкий** ( $t_e \gg t_0$ ), то ширина дифракционного максимума не зависит от длины волны, а максимальный коэффициент отражения прямо пропорционален квадрату длины волны излучения

$$\begin{aligned} \omega &\approx \text{tg}\theta_0 / m = d/t_0 ; \\ \Gamma &= C^2 \lambda^2 t_0^2 / \cos^2 \theta_0 . \end{aligned} \quad (10.12)$$

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  $\omega_M$  – среднеквадратическим отклонением направлений плоскостей отдельных блоков от среднего.

В **мозаичном кристалле** ширина дифракционного максимума при больших длинах волн, таких, что  $t_e \ll t_s$ , определяется по (10.11), если  $d/t_0 > \omega_M$ . Другими словами, мозаичный кристалл в этом случае подобен толстому идеальному кристаллу. Однако с ростом энергии  $\gamma$ -квантов  $\omega$  уменьшается (см. (10.11)) и, в конце концов, при  $\lambda = \lambda_1 = \omega_M \cdot \cos\theta_0 / C \cdot d$  становится равной  $\omega_M$ . Тогда при  $\lambda < \lambda_1$  ширина дифракционного максимума будет определяться угловым распределением блоков в кристалле, т. е.  $\omega_M$ , и, как и для тонкого идеального кристалла, не будет зависеть от длины волны излучения.



При больших длинах волн ( $t_e \ll t_s$ ) пучок  $\gamma$ -квантов будет многократно отражаться в пределах одного блока мозаики и интегральный коэффициент отражения равен  $\omega/2$  при  $\lambda > \lambda_1$  и  $\omega_M/2$  при  $\lambda < \lambda_1$ . Но при малых длинах волн ( $t_s < t_e$ ) интегральный коэффициент отражения  $R_i$  для отдельного блока можно записать в виде (10.12), заменив в нем размер кристалла  $t_0$  на размер блока  $t_s$ . В кристалле имеются и другие блоки с такой же ориентацией плоскостей, как и  $i$ -тый, причем их число пропорционально отношению  $t_0/t_s$ . Тогда для мозаичного кристалла

$$R = \sum_i R_i \approx t_0 R_i / t_s \approx C^2 \lambda^2 t_0 d / \cos^2 \theta_0. \quad (10.13)$$

Оказывается, что  $R$  для мозаичного кристалла при  $t_s < t_e$  совпадает с  $R$  для тонкого идеального кристалла. Максимальный коэффициент отражения для мозаичного кристалла в рассматриваемой области длин волн будет  $\Gamma = R/\omega_M$ , так как для мозаичного кристалла  $\omega = \omega_M$  при  $\lambda < \lambda_1$ . Таким образом, при малых длинах волн и  $R$  и  $\Gamma$  пропорциональны квадрату длины волны излучения (обратно пропорциональны энергии  $\gamma$ -квантов). Приближенное граничное значение  $\lambda_2$ , разделяющее области, где  $R$  определяется по (10.11) и (10.12), можно найти, если приравнять интегральный коэффициент отражения, определенный по (10.12)  $\omega_M/2$ .

$$\text{Величина } \lambda_2 \approx \cos \theta_0 \cdot \sqrt{\omega_M / 2 t_0 d} / C.$$

Таблица 10.1.

Зависимость интегрального коэффициента отражения и ширины дифракционного максимума от длины волны  $\gamma$ -излучения для плоского мозаичного кристалла [2]

$\lambda$	$\frac{\omega_M \cos \theta_0}{C \cdot d} < \lambda < \infty$	$\sqrt{\frac{\omega_M}{2d \cdot t_0}} \cdot \frac{\cos \theta_0}{C} < \lambda < \frac{\omega_M \cdot \cos \theta_0}{C \cdot d}$	$\lambda < \sqrt{\frac{\omega_M}{2d \cdot t_0}} \cdot \frac{\cos \theta_0}{C}$
$\Gamma$	1/2	1/2	$\frac{C^2 \lambda^2 t_0 d}{\cos^2 \theta_0 \cdot \omega_M}$
$R$	$\frac{1}{2} C \cdot \frac{\lambda \cdot d}{\cos \theta_0}$	$\frac{\omega_M}{2}$	$\frac{C^2 \lambda^2 t_0 d}{\cos^2 \theta_0}$
$\omega$	$C \cdot \frac{\lambda \cdot d}{\cos \theta_0}$	$\omega_M$	$\omega_M$

В табл. 10.1 приведены формулы для оценки  $\Gamma$ ,  $\omega$  и  $R$  для мозаичного кристалла. Следует отметить, что приведенные соотношения справедливы вдали от указанных граничных значений длин волн и не учитывают поглощение  $\gamma$ -излучения в кристалле. Учет поглощения приведет к уменьшению  $R$  и  $\Gamma$  в  $\exp(\mu \cdot t_0)$  раз.

Оценим физические границы достижимого энергетического разрешения для реального кристалла. Для кристаллов кварца  $C \approx 5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $\omega_M \approx 1'' = 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ . Энергетическое разрешение в случае параллельного пучка  $\gamma$ -квантов можно записать в следующем виде для области

$$\lambda > \omega_M \cdot \cos\theta_0 / C \cdot d: \quad (10.14)$$

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega}{\text{tg}\theta_0} = \frac{C \cdot \lambda \cdot d}{\sin\theta_0} = 2C \cdot d^2. \quad (10.15)$$

В этой области длин волн энергетическое разрешение не зависит от энергии излучения и составляет  $1,4 \cdot 10^{-3} \%$ . Для выбранных параметров условие (10.14) означает, что энергетическое разрешение, определяемое (10.15), можно получить для энергий  $\gamma$ -квантов, меньших 12 кэВ ( $d = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ ). В области энергий выше 12 кэВ энергетическое разрешение пропорционально энергии  $\gamma$ -квантов и

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \approx \frac{\omega_M}{\text{tg}\theta_0} = \frac{2d \cdot \omega_M \cdot \cos\theta_0}{\lambda} = 10^{-4} E \%, \quad (10.16)$$

где величина энергии  $E$  измеряется в кэВ.

Для того чтобы получить указанные выше энергетические разрешения, необходим пучок  $\gamma$ -квантов с угловой расходимостью, не более  $\omega$ . Это приведет к малой светосиле прибора, которая пропорциональна  $\omega^2$ , т. е. в рассматриваемом случае около  $2 \cdot 10^{-11}$ .

Использование эффекта дифракции позволяет изучать спектр  $\gamma$ -излучения с высоким энергетическим разрешением. Но прибор с одним плоским кристаллом будет иметь низкую светосилу, поскольку угловая расходимость пучка  $\gamma$ -квантов должна быть не больше, чем  $\omega$ . Значительно лучшими характеристиками обладают спектрометры с изогнутым кристаллом и спектрометры с двумя плоскими кристаллами.

### 10.3.2. Спектрометры с изогнутым кристаллом

Пусть кристалл изогнут по радиусу  $2R$  так, что продолжение его кристаллографических плоскостей пересекается в точке  $O$  (рис. 10.6) [2]. Проведем окружность радиуса  $R$ , касательную к центральной линии кристалла и проходящую через точку  $O$ . Поместим точечный источник  $\gamma$ -квантов на окружности радиуса  $R$  в такой точке  $S$ , чтобы угол  $SAO$  был равен брэгговскому углу  $\theta_0$ . 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  $\theta_0$ . 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  $\gamma$ -кванты выходят из него расходящимся пучком так, будто источник  $\gamma$ -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 Дюмонду*.

Изучение спектра  $\gamma$ -квантов в таком спектрометре сводится к измерению зависимости скорости счета детектора от положения источника на фокальной окружности и поворота коллиматора. Такие перемещения коллиматора и источника должны осуществляться с большой точностью. Поскольку масса коллиматора велика (в одном из спектрометров длина коллиматора из сплава свинца, олова и сурьмы равна 74 см и его масса составляет около 2 т), то для того, чтобы избежать перемещения тяжелого коллиматора и еще более тяжелой защиты детектора от  $\gamma$ -излучения за коллиматором, прибор сконструирован так, что направление отраженного пучка при изучении спектра остается неизменным. Для этого изогнутый кристалл и фокальная окружность, жестко скреплены между собой и должны вращаться относительно точки  $A$ , расположенной в центре нейтральной оси изогнутой кристаллической пластины. В то же самое время источник, оставаясь на движущейся фокальной окружности, должен перемещаться вдоль нее таким образом, чтобы линия, соединяющая источник  $S$  с точкой  $A$  на кристалле, вращалась с угловой скоростью, вдвое большей той, с которой вращается кристалл. Тогда каналы коллиматора практически всегда остаются нацеленными на точку мнимого изображения источника  $S'$ . Длина хорды  $AS'$  слегка меняется, а именно: при больших длинах волн и больших брэгговских углах  $S'$  немного приближается к коллиматору, но это совсем незначительно изменяет пропускание коллиматора для отраженного пучка.

Источник  $\gamma$ -квантов в спектрометре Дюмонда представляет собой полосу толщиной в десятые доли миллиметра, высотой порядка 30 и шириной (вдоль прямой  $AS$ ) около 5 мм. Источник помещают в коллиматор из материалов с большим атомным номером и большой плотностью (вольфрам, свинец и т. д.). Угловой растров коллиматора порядка  $2 \cdot \alpha$  (рис. 10.6). В спектрометре Дюмонда источник имеет очень малые размеры, поэтому в таком спектрометре возможно исследовать  $\gamma$ -кванты из источников с высокой удельной активностью.

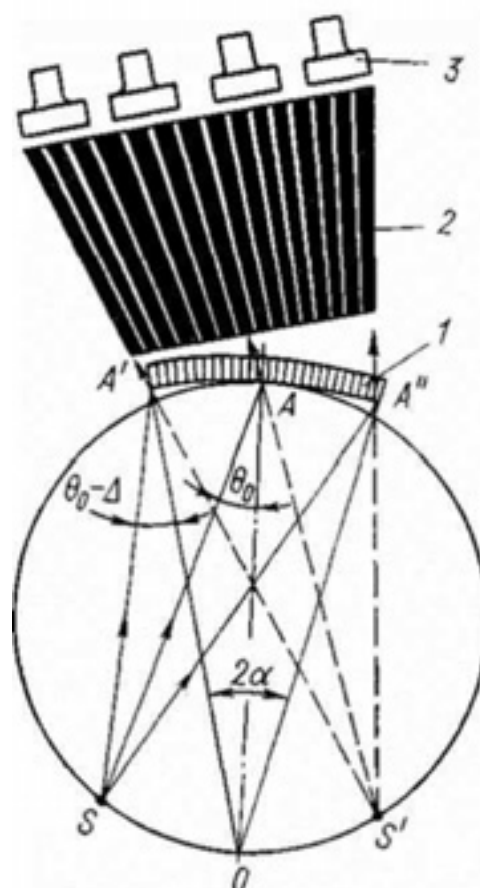


Рис. 10.6. Схема спектрометра с изогнутым кристаллом: 1 – кристалл; 2 – коллиматор; 3 – детекторы

Прибор в таком виде является монохроматором. Из всего спектра  $\gamma$ -излучения в детектор попадают  $\gamma$ -кванты с определённой длиной волны  $\lambda$ . Чтобы изучить интенсивность другой линии, необходимо передвинуть источник  $S$  по фокальной плоскости относительно точки  $O$ , т. е. изменение длины дуги  $SO$  соответствует изменению регистрируемой длины волны  $\lambda$ .

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.

**Светосила и разрешающая способность.** Оценим светосилу и разрешающую способность спектрометров с изогнутыми кристаллами.

Пусть источник в спектрометре Дюмонда испускает  $q$  фотонов в 1 с изотропно. Тогда светосила  $L = N/q$ , где  $N$  – число отсчетов детектора в единицу времени в максимуме дифракционного пика. Если угол  $2 \cdot \alpha$  – горизонтальная апертура спектрометра, а  $\beta$  – вертикальная (под такими углами виден кристалл из источника), то

$$L = N/q = \alpha \cdot \beta \cdot \Gamma \cdot \varepsilon \cdot \xi / 2\pi, \quad (10.17)$$

где  $\varepsilon$  – эффективность детектора;  $\xi$  – прозрачность многощелевого коллиматора.

Светосилу спектрометра Кошуа можно записать в виде

$$L = N/q = \omega \cdot \beta \cdot \Gamma \cdot \varepsilon \cdot \xi / 2\pi, \quad (10.18)$$

где  $\omega$  – диапазон углов, в пределах которых происходит интенсивное отражение от кристалла (ширина дифракционного максимума). Углы  $2 \cdot \alpha$  обычно бывают порядка  $1-3^\circ$ , а ширина дифракционного максимума около  $3 \cdot 10^{-3}$ . Следовательно, светосила спектрометров Дюмонда 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 Дюмонда, из-за значительно большего объема детектора. Таким образом, спектрометры Кошуа более выгодны, когда есть значительный посторонний фон и недоступны источники с высокой удельной активностью. Спектрометры Дюмонда оказываются предпочтительнее, когда невозможно получить источники больших размеров (например, разделенные нуклиды).

Энергетическое разрешение спектрометров с изогнутыми кристаллами определяется не только собственной шириной дифракционного максимума и мозаичной структурой кристалла, но и приближенностью условий фокусировки, и отклонениями поверхности изогнутого кристалла от цилиндрической и **квазимозаичностью кристалла**, возникающей при изгибе кристаллов и приводящей к увеличению  $\omega_M$ . Уширение дифракционного

максимума  $\Delta_1$  обусловлено приближенными условиями фокусировок и связано с углами  $\theta_0$  и  $\alpha$  и  $\Delta_1 \approx \alpha^2 \cdot \theta_0 / 2$  при малых значениях  $\alpha$ . Величина  $\Delta_1$  – это разность углов  $SAO$  и  $SA'O$  (рис. 10.6). В спектрометрах с изогнутыми кристаллами ширина дифракционного максимума с учетом мозаичности, квазимозаичности и несовершенства его формы составляет  $(3 \div 6) \cdot 10^{-5}$  для кристаллов толщиной 0,1–0,2 см. Величину  $\Delta_1$  можно сделать малой в сравнении с шириной дифракционного максимума путём выбора больших радиусов фокальной окружности или малых размеров кристаллов. Брэгговский угол при  $d = 10^{-8}$  для  $\gamma$ -квантов с энергиями от 0,1 до 1 МэВ изменяется от 0,05 до 0,005, поэтому угол  $\alpha$  необходимо выбирать для спектрометра в пределах от 2,5 (при 0,1 МэВ) до 8° (при 1 МэВ). Если  $\Delta_1$  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  $\gamma$ -квантов.

В современных спектрометрах ширина дифракционной линии достигает величины, равной  $(3-5)''$  при радиусе изгиба кристалла 4 м. Наибольшие размеры имеет спектрометр, расположенный в Гренобле (Франция). Основные параметры этого спектрометра: радиус изгиба кристалла – 24 м, размер кристалла –  $100 \times 100 \times 13$  мм, ширина дифракционной линии –  $(1,2-2,5)''$ .

**Спектрометры на пропускание по Кошуа.** Расположение узлов в спектрометре Кошуа показано на рис. 10.7. Излучение от протяженного

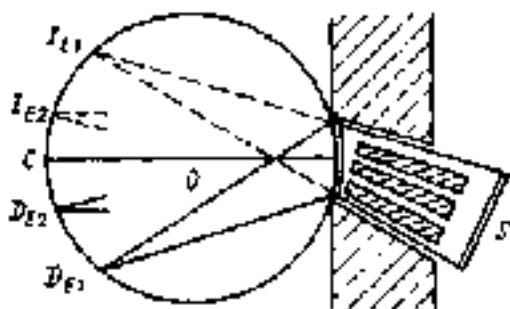


Рис. 10.7. Схема спектрометра Кошуа

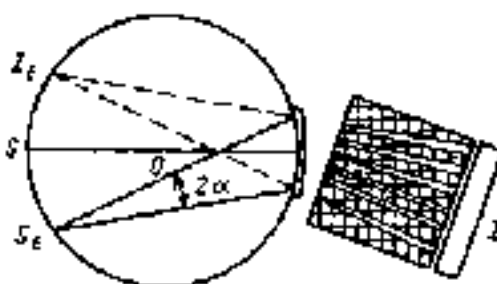


Рис. 10.8. Схема спектрометра Дюмонда

источника  $S$  падает на выпуклую сторону изогнутого кристалла. Излучение различных энергий дифрагирует на кристалле и фокусируется одновременно в различных точках фокальной окружности. Моноэнергетические  $\gamma$ -кванты фокусируются в линию. Таким образом, либо узкий детектор может перемещаться по фокальной окружности, либо весь спектр одновременно регистрируется на фотоэмульсии, расположенной на фокальной окружности. Основные достоинства спектрометра состоят в простой геометрии, отсутствии механических перемещений при исследовании  $\gamma$ -квантов

различных энергий, возможности работы на источниках с малой удельной активностью, а также с детекторами малых размеров.

Недостатком спектрометра является трудность защиты детектора от прямого пучка при достаточно больших энергиях  $\gamma$ -квантов [*коротковолновой участок фокальной окружности* (вблизи  $S$ , рис. 10.7) *полностью маскируется прямым пучком*]. Для такой защиты может использоваться конусообразный коллиматор с клинообразными пластинами (*Soller slit*). Обычно эффективность пропускания такого коллиматора  $\varepsilon \approx 0,5$ , а угловое разрешение ( $2' - 8'$ ).

Светосила спектрометра Кошуа составляет около  $10^{-10}$  для  $E_\gamma = 0,1$  МэВ и около  $10^{-12}$  для  $E_\gamma = 0,4$  МэВ. Одним из преимуществ спектрометра Кошуа перед однокристалльными спектрометрами является возможность использования источника с малой удельной активностью. Однако применение в спектрометре с плоским кристаллом широкого источника и многоцелевого коллиматора с пропускной способностью  $\varepsilon \approx 0,5$  уравнивает возможности таких спектрометров. Поэтому единственным преимуществом спектрометра Кошуа в этом плане является возможность использования тонкого детектора, что улучшает отношение эффект – фон. Толщина изгибаемых кристаллов должна быть достаточно малой (около  $10^{-3}$  радиуса). Из-за этого отражающая способность быстро падает с энергией фотонов, так что спектрометры Кошуа используются до  $E_\gamma \leq 300$  кэВ.

**Спектрометры на пропускание по Дюмонду.** Расположение узлов в спектрометре Дюмонда показано на рис. 10.8. Весьма малый по размерам источник помещается в действительный фокус  $S_E$ , так что излучение от него распространяется во всем телесном угле, определяемом апертурой изогнутой кристаллической пластинки. Причем излучение падает на все атомные плоскости под одним и тем же углом. Таким образом,  $\gamma$ -кванты, длина волны которых удовлетворяет условиям Брэгга, будут отражаться кристаллом по всей его длине. После отражения излучение распространяется расходящимся пучком, как из мнимого изображения  $I_E$ .

Спектр исследуется перемещением источника и соответствующим перемещением кристалла. Тяжелый коллиматор и детектор в этом случае стационарны. Однако при исследовании на пучке реактора подвижными являются коллиматор и детекторы. Обычно поворот осуществляют автоматически с помощью специального механизма. Наиболее совершенные конструкции имеют точность поворота  $0,1''$ . Коллиматор используется только для защиты детекторов от прямого пучка и представляет собой системы клинообразных пластин.

Максимальные интенсивности дифракционных пиков спектрометров в геометрии Дюмонда, Кошуа и спектрометров с одним плоским кристаллом, работающих на углах, близких к брэгговскому, равны, если идентичны кристаллы, стягиваются те же углы между кристаллом и источником и

исследуются источники с одинаковой удельной активностью. Однако спектрометры с плоским кристаллом и в геометрии Кошуа имеют меньшую эффективность пропускания, чем спектрометры в геометрии Дюмонда.

Таким образом, светосила спектрометра Дюмонда примерно в 200 раз выше светосилы однокристалльного спектрометра и в 1000 раз выше светосилы спектрометра Кошуа.

Светосила спектрометров по Дюмонду также становится слишком малой при энергиях  $E_\gamma \geq 1$  МэВ, а сами спектрометры – слишком громоздкими. Поэтому для прецизионных измерений  $\gamma$ -излучения с энергиями  $E_\gamma > 0,5$  МэВ используют спектрометры с плоскими кристаллами.

### 10.3.3. Дифракционные спектрометры с двумя плоскими кристаллами

Спектрометры с изогнутыми кристаллами обладают малой светосилой при энергиях  $\gamma$ -квантов выше сотни кэВ, поскольку в этой области энергий светосила обратно пропорциональна квадрату энергии  $\gamma$ -квантов. Это связано с тем, что область энергий, где светосила оказывается обратно пропорциональной квадрату энергии, зависит от толщины кристалла (см. табл. 10.1). 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  $\gamma$ -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

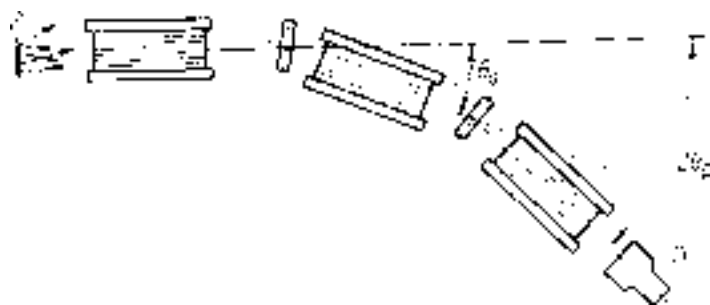


Рис. 10.9. Схема дифракционного спектрометра с двумя плоскими кристаллами

плоскими кристаллами обладают лучшими характеристиками. На рис. 10.9 [2] показан плоский широкий источник, перед которым расположен коллиматор с угловым раствором  $\Delta\theta_k$ . Если  $\Delta\theta_k$  меньше ширины дифракционного максимума, тогда

энергетическое разрешение спектрометра определяется отношением  $\omega_M/\theta_0$ , а светосила так же, как и для спектрометра Кошуа, выражением (10.18). Но при малых длинах волн очень трудно сделать угловое разрешение коллиматора малым настолько, чтобы энергетическое разрешение спектрометра определялось шириной дифракционного максимума. Действительно, для энергии  $\gamma$ -квантов 1 МэВ для достижения  $\Delta\theta_k \approx \omega_M \sim 1''$  необходимы щели шириной 0,024 мм при длине коллиматора 10 м. Наилучший из известных коллиматоров имеет  $\Delta\theta_k \approx 45''$ . В случае двух

последовательных отражений угловое разрешение коллиматоров не сказывается на энергетическом разрешении, поскольку 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  $L_{1,2} = \beta \cdot \omega \cdot \Gamma^2 \cdot \varepsilon \cdot \xi_2 / 4\pi$ , если кристаллы имеют одинаковые размеры и свойства, а  $\xi_2$  – пропускание излучения системой коллиматоров.

Спектрометры с двумя плоскими кристаллами позволяют изучать спектры  $\gamma$ -квантов до энергии 5–7 МэВ. Фон таких спектрометров, обусловленный рассеянием  $\gamma$ -квантов в коллиматоре, существенно меньше.

Сравнение спектрометров Дюмонда, Кошуа и спектрометра с двумя плоскими кристаллами, говорит о том, что по светосиле спектрометр Дюмонда в 1000 раз превосходит другие. Но это справедливо только для точечного источника. Однако если имеется возможность использовать много точечных источников с заданной удельной активностью на  $1 \text{ см}^2$ , то скорость счета для всех трех спектрометров в максимуме дифракционной линии будет примерно одинаковой.

Одна из особенностей дифракционных спектрометров, которая оставляет их в ряду действующих и совершенствующихся приборов, заключается в их возможности **определения энергии фотонов с исключительной точностью.**

Точность определения энергии в кристалл-дифракционном спектрометре может быть доведена до  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  от ширины линии, т. е. до значений менее  $10^{-6}$ . Например, наблюдался сдвиг  $(0,112 \pm 0,011)$  эВ между  $K_\alpha$ -рентгеновским излучением  $^{131}\text{Cs}$  и  $^{132}\text{Cs}$ , возникающим при электронном захвате. Энергия  $\gamma$ -излучения  $^{192}\text{Ir}$  определена с точностью  $\eta \approx 3 \cdot 10^{-4}\%$  и составила  $E_\gamma = 316 \text{ кэВ} \pm 1 \text{ эВ}$ .

Чем достигается точность:

- 1.) в спектрометрах имеются специальные устройства, интерферометры, позволяющие измерять углы до  $\pm 0,01''$ ;
- 2.) возможен анализ дифракционных максимумов до 10 порядка, что примерно в 10 раз улучшает энергетическое разрешение  $\Delta E/E$ ;
- 3.) возможность измерения дифракционного максимума при повороте кристалла на угол  $\pm \theta_0$ , что уменьшает систематическую ошибку и позволяет определить положение максимума с погрешностью  $\sim \eta / \sqrt{N}$ , где  $N$  – число импульсов в пике (до  $10^4$ ).

С помощью кристалл-дифракционных спектрометров наиболее точно устанавливается связь абсолютных шкал длин волн  $\lambda$  и энергии  $E_\gamma$ . Светосила может быть увеличена за счет использования кристаллов с большей отражательной способностью (например, кремния или германия), а



также за счет увеличения размеров кристаллов и источников в пределах допустимого ухудшения энергетического разрешения.

К общим недостаткам кристалл-дифракционных спектрометров можно отнести: низкую светосилу ( $10^{-10}$ – $10^{-12}$ ); получение сведений лишь об энергии  $\gamma$ -излучения (интенсивность определяется с большой погрешностью); сложность конструкции и дороговизну.

Достоинствами метода являются: возможность абсолютных измерений энергии  $\gamma$ -квантов; высокая точность определения энергии (примерно на порядок выше, чем при измерении энергии конверсионных электронов на магнитных спектрометрах); высокое энергетическое разрешение.

## **11. ОБРАБОТКА ОДНОМЕРНЫХ ЛИНЕЙЧАТЫХ СПЕКТРОВ**

### **11.1. Постановка задачи**

Под линейчатыми спектрами подразумеваются спектры, в которых энергия, масса и другие характеристики частиц или излучений принимают дискретные значения [113].

Из квантовой механики известно, что любая физическая система, локализованная в пространстве, имеет дискретный набор энергетических состояний. Это относится к атомам, ядрам и элементарным частицам. Отсюда следует, что излучения, возникающие в переходе квантовомеханической системы из одного состояния в другое, могут иметь только дискретные значения энергии, равные разности энергий состояний, между которыми произошел переход. Изучая спектры энергий испускаемых при этом частиц, можно восстанавливать спектр энергетических состояний системы, зная который, возможно делать более или менее определенные выводы о характере взаимодействия частиц, составляющих квантовомеханическую систему,

В свое время изучение закономерностей оптических атомных спектров позволило заложить основы квантовой механики атома. Исследование линейчатых спектров  $\gamma$ -излучения атомных ядер дало возможность понять многие особенности их строения и разобраться в характере действующих внутри ядра процессов, т. е. позволило исследовать свойства различных замкнутых квантовомеханических систем. Несомненно, что детальное изучение спектров масс элементарных частиц послужит основой для создания их количественной теории.

Изучение линейчатых спектров имеет и большое прикладное значение. Дело в том, что каждая конкретная система (например, конкретное ядро) имеет свой индивидуальный набор энергетических состояний и, следовательно, свой линейчатый спектр излучения, который является его меткой, идентификатором. Исследуя спектры образцов, по характерным линиям можно распознать наличие ядер данного типа в образце, а по интенсивности этих линий (числу квантов с данной энергией) можно судить о концентрации соответствующих ядер. На этом принципе основан метод активационного анализа. Если исследовать рентгеновские спектры энергий

переходов между внутренними оболочками атома и по ним определять концентрацию атомов данного сорта, то мы получим метод рентгенофлуорисцентного анализа.

Как видно из сказанного, основная цель обработки спектра – определение энергии линии и ее интенсивности. Решение этой, казалось бы, простой задачи осложняется следующими обстоятельствами:

- все спектрометры имеют конечное разрешение, в результате чего линия ( $\delta$ -функция) преобразуется в колоколообразную кривую, и если линий много, то такие кривые налагаются друг на друга, затрудняя анализ;
- часто измерение линейчатого спектра сопровождается шумами и фоном, также затрудняющими анализ;
- на практике спектр формируется как суперпозиция энергий большого количества индивидуальных частиц. Общее число таких зарегистрированных частиц конечно и случайно, что приводит к флуктуациям числа частиц с энергией в заданном диапазоне, это также следует учитывать при анализе.

В настоящее время обработка спектров осуществляется с помощью вычислительной техники. Это связано с большим количеством спектров и со сложностью самой обработки. Применение современной вычислительной техники обычно требует строгой формализации методов и алгоритмов.

## 11.2. Основные этапы анализа

Методы анализа линейчатых спектров ядерных излучений рассмотрим на примере линейчатых  $\gamma$ -спектров (рис. 11.1). Область спектра, где локализован какой-либо из имеющихся в спектре пиков, состоит из трех



Рис. 11.1. Типичный линейчатый спектр  $\gamma$ -квантов [113]

компонент: собственно пика, непрерывного спектра комптоновских электронов, фона посторонних частиц и импульсов шума. Две последних компоненты в пределах выделенной области спектра меняются незначительно, что позволяет без учета их природы

считать их фоном, сопутствующим данному пику. В дальнейшем термин *фон* будет употребляться именно в этом смысле. Задача, таким образом, сводится к анализу пика, расположенного на некоторой "*подложке*" (фоне). При таком подходе анализ всего спектра разбивается на ряд независимых задач по обработке отдельных пиков или их скоплений и называется методом пиков.

Задача обработки спектров методом пиков с помощью компьютерной техники состоит из нескольких этапов [113].

Первый этап – идентификация пиков – заключается в отыскании областей спектра, где находятся пики. Алгоритм поиска должен определять границы области, где локализован пик, а также грубые оценки положения максимума и площади пика, используемые в дальнейшем в качестве начальных значений при более точном их определении методом наименьших квадратов.

Второй этап – анализ мультиплетности пиков. Поскольку в выделенной области может находиться несколько пиков, часто неразрешенных, для дальнейшего анализа важно знать их количество.

Третий этап – точное определение площади пиков и положения максимума. Обычно используются два способа определения этих параметров:

- с предварительным вычитанием фона и последующей обработкой собственно пика;
- аппроксимацией области пика, включая фон, одной аналитической зависимостью, параметры которой (и для пика, и для фона) находятся в процессе единой процедуры подгонки.

Четвертый этап обработки заключается в переходе от вычисленных значений площади пика и положения максимума, определенных в терминах числа отсчетов и каналов соответственно, к величинам, выраженным в единицах активности и энергии. Эта задача сводится к построению калибровочных кривых канал–энергия и энергия–эффективность, полученных в измерениях с изотопами, характеристики которых хорошо известны. Естественно, условия калибровочных измерений и экспериментов с неизвестными излучателями должны быть идентичны.

Наряду с перечисленными этапами анализа часто обработка спектра начинается с его сглаживания.

### 11.3. Сглаживание спектра

Сглаживание спектров имеет своей целью уменьшение статистических выбросов в аппаратурном спектре. Оно заключается в замене отсчета в данном канале средневзвешенным значением отсчета в каналах, прилегающих к нему (включая рассматриваемый канал) [113]:

$$N_S(i) = \frac{\sum_{j=-k}^k W_j \cdot N(i+j)}{\sum_{j=-k}^k W_j}, \quad (11.1)$$

где  $N(i)$  – первоначальные значения отсчетов в каналах;  $N_S(i)$  – сглаженные значения отсчетов;  $W_j$  – веса, выбираемые обычно так, что  $W_j$  падает с увеличением  $j$  и  $W_j = W_{-j}$ .

Сглаживание довольно легко выполняется с помощью метода наименьших квадратов. Для этого выбирается  $2m+1$  последовательных точек (каналов) спектра с центром в точке  $i$ , в которой ищется сглаженное

значение. Спектр на выбранном участке аппроксимируется полиномом  $r$ -го порядка (обычно второго или третьего), и в качестве сглаженного значения принимается значение полинома в точке  $i$ . В результате сглаженное значение  $N_S(i)$  получается равным линейной комбинации исходных отсчетов [113]:

$$N_S(i) = \frac{i}{A_k} \cdot \sum_{j=-k}^k C_j^{(k)} \cdot N(i+j), \quad (11.2)$$

где  $A_k$  и  $C_j^{(k)}$  – коэффициенты, значения которых легко определяются.

Достоинством этого способа сглаживания является то, что легко вычисляется не только сглаженный спектр, но и его производные, которые принимаются равными производным соответствующего аппроксимирующего полинома. Значения 1-й и 2-й производных необходимы иногда для автоматического поиска пиков.

Недостатком описанного способа является несохранение площади пика в результате сглаживания, хотя во многих случаях изменение площади в результате сглаживания меньше статистической погрешности в ее определении. Это изменение зависит от количества каналов, определяющих данный пик. Если это число мало и, следовательно, числа отсчетов в различных каналах сильно отличаются друг от друга, то изменение площади может быть большим.

Другой способ сглаживания заключается в применении преобразования Фурье. Если в исходном аппаратном спектре независимую переменную (номер канала) интерпретировать как время, то операцию сглаживания можно представить как пропускание этого спектра через линейный фильтр, спектральная характеристика пропускания  $L(\omega)$  которого не содержит высоких частот и отлична от нуля в интервале  $(-\omega_0, \omega_0)$ . В этом случае фурье-образы сглаженного и исходного спектров  $F_S(\omega)$  и  $F(\omega)$  связаны соотношением вида  $F_S(\omega) = L(\omega)F(\omega)$ , а сами спектры – выражением  $N_S(x) = \int K(x-s)N(s)ds$ , где

$$K(t) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} L(\omega) \exp(-i\omega \cdot t) d\omega. \quad (11.3)$$

Здесь для простоты записи вместо дискретных переменных (номеров каналов) использованы непрерывные переменные. В реальном случае интеграл должен быть заменен суммой. Таким образом, этот метод практически не отличается от простейшего способа сглаживания, рассмотренного выше. Однако важным его достоинством является возможность контроля искажений, возникающих при сглаживании. При произвольном виде  $L(\omega)$  гауссов характер пиков не сохраняется. Исключение составляет функция  $L(\omega) = \exp(-a \cdot \omega^2)$ . Причем, если  $L(0) = 1$ , то площадь сглаженного пика остается равной площади исходного пика. Анализ частотных характеристик исходного спектра и его флуктуаций обычно позволяет так

подобрать  $L(\omega)$ , чтобы при малых флуктуациях искажения спектра оставались незначительными.

В качестве практического правила для выбора  $\omega_0$  можно рекомендовать следующий

прием: если  $\Delta_{1/2}$  — ширина пика на половине высоты, то  $\omega_0 \cdot \Delta_{1/2} \approx 1$ .

Необходимо обращать особое внимание на форму кривой  $L(\omega)$ . Если  $L(\omega)$

имеет слишком резкий спад при

$\omega = \omega_0$ , то в сглаженном спектре могут появиться осцилляции, имитирующие несуществующие пики.

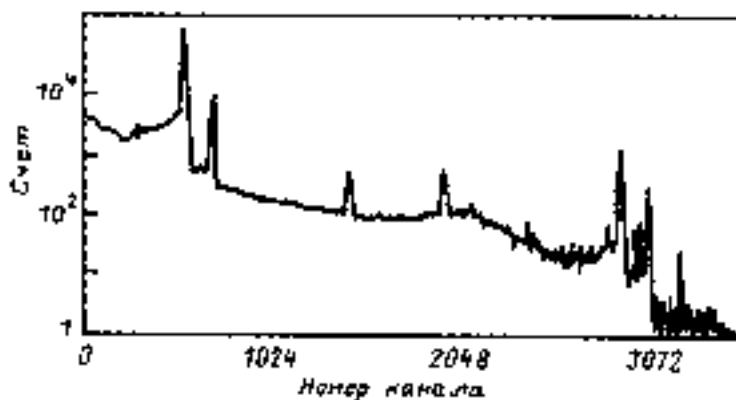


Рис. 11.2. Пример спектра с перекрывающимися линиями [113]

#### 11.4. Автоматический поиск пиков

При разработке методов автоматического поиска (идентификации) пиков в той или иной форме используют различия в поведении пика, представляющего собой быстро меняющуюся функцию, отличную от нуля в малой области, и фона, являющегося гладкой медленно меняющейся функцией.

Основные трудности, встречающиеся при идентификации пиков, таковы:

- слабые пики, интенсивность которых превосходит среднеквадратичную флуктуацию фоновых отсчетов лишь втрое, трудно идентифицировать;
- края спектров комптоновских электронов, соответствующих мощным линиям, идентифицируются как пики (см. рис. 11.1). Однако их можно отличить от истинных пиков, поскольку их положение по отношению к самим пикам известно. В этом случае возникает проблема идентификации линий, случайно попавших на край спектра комптоновских электронов другого пика;
- при большом количестве пиков, когда они перекрываются друг с другом, трудно определить их границы для последующей раздельной обработки (рис. 11.2).

*Рассмотрим основные методы поиска пиков [113].*

### 11.4.1. Метод максимума

В этом методе число отсчетов в каждом канале сравнивается с числами отсчетов в соседних каналах. Считается, что пик в  $i$ -том канале существует, если число отсчетов  $N(i)$  в нем удовлетворяет одновременно двум условиям:

$$\begin{aligned} N(i) &> N(i-p) + h \cdot \sqrt{N(i)} ; \\ N(i) &> N(i+p) + h \cdot \sqrt{N(i)} , \end{aligned} \quad (11.4)$$

где  $p$  и  $h$  подбираются эмпирически. Ясно, что наибольшая чувствительность метода будет достигнута, если  $p \approx \Delta_{1/2}$ , где  $\Delta_{1/2}$  – ширина пика на

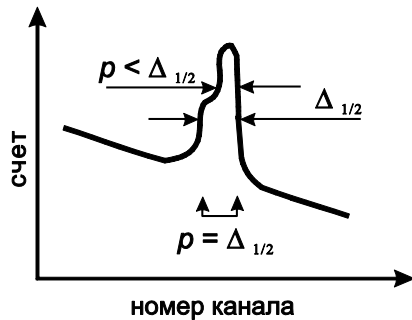


Рис. 11.3. Поиск пика методом максимума

половине высоты (рис. 11.3). Однако в этом случае возможен пропуск пиков, сгруппированных в мультиплеты, так как каналы  $(-i)$  и  $(+i)$  могут принадлежать соседним пикам, поэтому критерий поиска не будет выполняться даже при наличии пиков. Чтобы избежать подобных пропусков, следует последовательно осуществлять поиск пиков в одном и том же спектре с различными  $p$ . Что касается величины  $h$ , то

для несглаженного спектра она равна 2–3, а для сглаженного – существенно меньше и примерно равной

$$h \approx (2 \div 3) \cdot \left( \frac{\sum_i W_i^2}{\left( \sum_i W_i \right)^2} \right),$$

где  $W_i$  – веса, используемые при сглаживании.

### 11.4.2. Метод плавающего отрезка

В этом методе сравнивается число отсчетов над некоторым отрезком, соединяющим две отстоящие на заданное расстояние точки спектра (это расстояние определяется размером основания стандартного пика), и возможной статистической флуктуацией этой величины. Область спектра, где выполняется соотношение  $S_1 > q \sqrt{S_2}$ , идентифицируется как пик. Здесь  $q$  – параметр отсева,  $q = 2 \div 4$  (подбирается экспериментально),  $S_1$  – число отсчетов над отрезком,  $S_2$  – сумма отсчетов под отрезком. Метод плавающего отрезка хорош для случая малой статистики (менее 100 отсчетов в канале), при которой он имеет преимущества перед методами, использующими производные, в скорости обработки и надежности.

### 11.4.3. Метод первой производной

Если аппаратный спектр представить как непрерывную функцию от номера канала, то по производной этой функции можно определить положение пиков. Действительно, в области пика производная спектра

становится сначала большой положительной величиной, а затем, меняя в некоторой точке знак, — большой отрицательной, в то время как в области вне пика величина производной вследствие общего спадающего характера спектра всюду имеет небольшое отрицательное значение. Такую последовательность знаков производной можно использовать для идентификации пиков. Для этой цели задаются два положительных числа  $h_1$

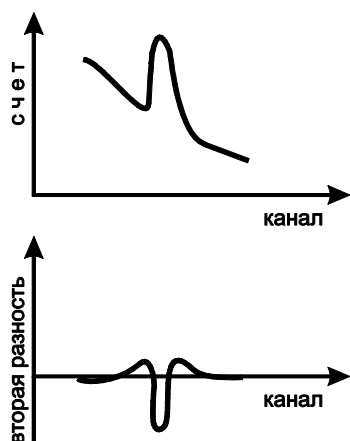


Рис. 11.4. Поиск пика методом второй производной

и  $h_2$  и отыскиваются номера каналов, в которых одновременно выполняются следующие условия:

$$\begin{aligned} N'(i-p) &> h_1 ; \\ N'(i) &\approx 0 ; \\ N'(i+p) &< -h_2 . \end{aligned} \quad (11.5)$$

где  $N'(i)$  — величина производной в  $i$ -том канале. Константы  $h_1$  и  $h_2$  подбираются экспериментально. В качестве оценки производной может использоваться её конечно-разностный аналог. В случае дискретного спектра это просто разность отсчетов в двух соседних каналах.

#### 11.4.4. Метод второй производной

Этот метод и его реализация аналогичны предыдущему методу с той разницей, что поиск пиков в спектре производится по второй производной (рис. 11.4), которая аппроксимируется второй конечной разностью. Вторая производная фона всюду практически равна нулю, а в области пика она испытывает резкие изменения.

Считается, что пик в  $i$ -том канале существует, если вторая конечная разность

$$\Delta^2 N(i) = N(i+1) - 2N(i) + N(i-1) \quad (11.6)$$

удовлетворяет следующим условиям

$$\begin{aligned} \Delta^2 N(i-p) &> h_1 ; \\ \Delta^2 N(i) &< -h_2 ; \\ \Delta^2 N(i+p) &> h_3 ; \end{aligned} \quad (11.7)$$

где положительные параметры  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  определяются эмпирически.

Такой метод весьма чувствителен к статистическим флуктуациям счета в каналах, и поэтому вторые разности обычно вычисляются для предварительно сглаженных спектров или, что практически то же самое, производится сглаживание вторых разностей исходного спектра. В этом случае  $\Delta^2 N(i)$  — более сложная функция, нежели выражение (11.6); обычно она является линейной комбинацией точек исходного спектра и иногда называется второй разностью.

Известно усовершенствование этого метода, заключающееся в том, что в качестве второй обобщенной разности принималась такая линейная комбинация точек исходного спектра, в которой в качестве коэффициентов используются значения второй производной от гауссовой функции, имеющей полуширину, равную полуширине анализируемых пиков. Действительно, как уже отмечалось при обсуждении алгоритмов сглаживания, сглаженный спектр  $N_s(x)$  может быть получен как свертка исходного спектра  $N(x)$  и импульсной характеристики фильтра  $K(x)$ :

$$N_s(x) = \int K(x-s)N(s) ds. \quad (11.8)$$

Тогда сглаженные значения второй производной исходного спектра определяются выражением

$$N_s''(x) = \int K''(x-s)N(s) ds. \quad (11.9)$$

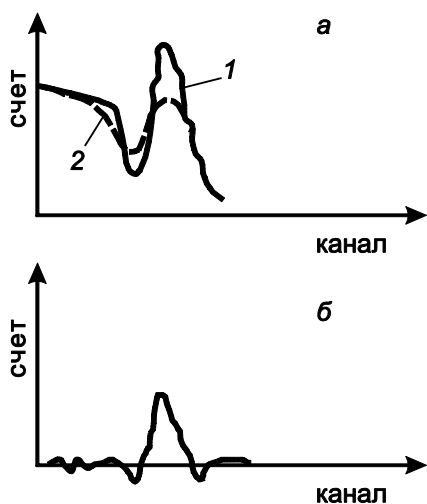


Рис. 11.5. Поиск пика методом сглаживания

К достоинствам данного метода и отчасти метода первой производной следует отнести то, что при их использовании игнорируются края спектров комптоновских электронов, которые другими методами идентифицируются как пики. Легко видеть, что вторая производная участка спектра, содержащего край спектра комптоновских электронов, в отличие от пика, не имеет положительного выброса, что может служить

критерием для его отбрасывания.

#### 11.4.5. Метод сглаживания

Согласно этому методу производится сильное сглаживание спектра, которое практически не действует на фон, но размывает пик. Вычитая сглаженный спектр 2 из исходного 1 (рис. 11.5, а), получаем характерный спектр (рис. 11.5, б), всюду близкий к нулю, кроме областей пиков, где имеется положительный выброс, наличие которого и идентифицируется как пик.

В нелинейном варианте метода сначала производится несильное сглаживание (рис. 11.6, а), после чего сглаженный спектр 2 сравнивается с исходным 1 и в тех точках исходного спектра, где его значения превышают значения сглаженного, производится замена этих значений на значения сглаженного спектра. После такой замены вершина пика будет "срезана" (спектр 3, рис. 11.6, б). Многократно повторяя описанную процедуру, в итоге получим только фон (спектр 4, рис. 11.6, в). Вычитая фон из исходного спектра, имеем "чистые" пики, которые отыскиваются просто по отклонению значений от нуля.

Недостатком обоих вариантов метода сглаживания являются трудности идентификации пиков, сгруппированных в мультиплеты. Этот метод



непригоден для поиска пиков, расположенных вблизи краев спектра комптоновских электронов.

#### 11.4.6. Анализ мультиплетов

При анализе мультиплетов в большинстве случаев используется экспериментальная зависимость ширины пика на половине высоты от номера канала анализатора, которая предварительно вводится в компьютер, обрабатывающий спектр. Эта зависимость позволяет сделать вывод о том, что данный пик не является синглетом. Так как при использовании такого критерия может быть пропущен мультиплет, представляющий собой сумму,



Рис. 11.6. Вариант метода сглаживания

например, двух пиков с резко различающимися интенсивностями применяют также различные тесты относительно степени асимметрии пика или сравнивают ширину на одной десятой высоты найденного пика с соответствующей величиной для заведомо синглетного пика. Рассмотрим некоторые методы разрешения мультиплетов, т. е. методы определения числа линий, составляющих мультиплет, и оценки их параметров.

Будем трактовать мультиплет как некоторый непрерывный спектр  $U(x)$ , получающийся "размытием" истинного спектра  $\Phi(E)$  аппаратурной линией спектрометра  $G(x, E)$ . Так как мультиплет в линейчатом  $\gamma$ -спектре образуется наложением пиков полного поглощения от близко расположенных  $\gamma$ -линий, то в данном случае  $G(x, E)$  будет представлять только часть аппаратурной линии, соответствующую пику полного поглощения (гауссиан).

В пределах мультиплета ширина и форма аппаратурной линии меняются мало, поэтому [113]

$$U(x) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} G(x - E) \Phi(E) dE. \quad (11.10)$$

Относительно неизвестной функции  $\Phi(E)$  выражение (11.10) представляет собой уравнение типа свертки, устойчивое решение которого может быть найдено методом регуляризации. Отметим, что при любом численном решении уравнения (11.10) истинное решение  $\Phi(E)$  в виде набора  $\delta$ -функций нельзя получить хотя бы потому, что ширина канала анализатора конечна. Чем уже выбирается функция  $\Phi(E)$ , тем больший шум (осцилляции) будет иметь спектр после обработки. Компромисс между разрешением и шумом непосредственно устанавливает сам исследователь.

## 11.5. Методы определения положения и площади пика полного поглощения

При обработке аппаратурных спектров применяются различные методы нахождения положения максимума **пика полного поглощения** и определения числа импульсов, зарегистрированных в пике (площади пика). Эти методы условно можно разбить на три основные группы [114].

К первой группе относятся методы, основанные на простых алгоритмах для тех случаев, когда пики в спектре изолированы, достаточно интенсивны и расположены на линейном фоне.

Ко второй группе относятся корреляционные методы, основанные на вычислении дискретной свертки аппаратурного спектра с некоторой функцией. Такие методы позволяют не только определять параметры пиков, но и автоматизировать их локализацию. Эти методы применяют для обработки спектров с изолированными пиками.

Третью группу составляют сложные алгоритмы, в которых оценки параметров пиков получают аппроксимацией участка спектра некоторым параметрическим семейством функций. Такие методы обладают значительной универсальностью, позволяющей обрабатывать сложные участки спектра (перекрывающиеся пики).

Рассмотрим методы первой группы, наиболее широко применяющиеся в спектрометрии. Для определения положения максимума **ППП** используют графический метод, метод линеаризации, метод среднего взвешенного, метод параболы, метод нарастающих сумм и другие.

**Графический метод (ГМ)** [114] заключается в проведении через экспериментальные точки огибающей кривой, вершина которой принимается за положение максимума. В некоторых случаях выделяют канал с наибольшим числом отсчетов  $N_{\max}$ , который и отождествляют с положением максимума  $\hat{p}$ . Погрешность определения максимума оценивается в 0,5 канала.

За границы пика  $l$  и  $r$  можно принять точки пересечения линии пьедестала, интерполируемой из области спектра вблизи пика, с линией, аппроксимирующей пик. Если пики обрабатываются прямо по распечатке, то за границы могут быть приняты каналы с минимальным отсчетом, ближайшие к пику. Если одну из границ определить таким образом нельзя (из-за наложения), то ее можно выбрать симметричной другой границе. За границы пика могут быть также приняты каналы, расположенные на определенном расстоянии от положения максимума  $n_0$ . Выбор границ пика оказывает наиболее существенное влияние на погрешности определения всех параметров пика.

**Метод линеаризации (МЛ)** [114] заключается в построении зависимости  $y_i = \ln(N_i / N_{i+1}) = f(n_i)$ , где  $N_i$  и  $N_{i+1}$  – число отсчетов в  $n_i$  и  $n_{i+1}$  каналах анализатора соответственно. Он основан на предположении, что **ППП** описывается гауссовым распределением

$$N_i = \frac{N_\Sigma}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp \left[ -\frac{(n_i - n_0)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right], \quad (11.11)$$

где  $N_\Sigma$  – суммарное число отсчетов в пике полного поглощения,  $n_0$  – оценка положения максимума пика, т. е.  $\hat{p}$ . Дисперсия распределения  $\sigma^2$  равна

$$\sigma^2 = (\Delta n)^2 / (8 \cdot \ln 2), \quad (11.12)$$

где  $\Delta n$  – ширина распределения на полувысоте, в каналах ( $\Delta n = 2,355 \sigma$ ).

При таком предположении зависимость  $y_i = f(n_i)$  будет выражаться уравнением прямой линии

$$y_i = a n_i + b, \quad (11.13)$$

где  $a = 1/\sigma^2$ ;  $b = (1 - 2n_0)/(2\sigma^2)$ . Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  определяют методом наименьших квадратов. Выражение для  $a$  и  $b$  будут иметь вид

$$a = \frac{n_{\max} \cdot \left[ \sum_{i=1}^{n_{\max}} F_{\text{эксп}}(n_i) \cdot n_i \right] - \sum_{i=1}^{n_{\max}} F_{\text{эксп}}(n_i) \cdot \sum_{i=1}^{n_{\max}} n_i}{n_{\max} \cdot \sum_{i=1}^{n_{\max}} n_i^2 - \left[ \sum_{i=1}^{n_{\max}} n_i \right]^2}; \quad (11.14)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\max}} F_{\text{эксп}}(n_i) - a \cdot \sum_{i=1}^{n_{\max}} n_i}{n_{\max}}, \quad (11.15)$$

где  $F_{\text{эксп}}(n_i) = \ln(N_i / N_{i+1})$  – экспериментальные значения, определяемые через число отсчетов в каналах;  $n_{\max}$  – максимальное значение точек (каналов), используемых при построении зависимости  $F_{\text{эксп}}(n_i)$ .

Положение пика через коэффициенты  $a$  и  $b$  определится выражением

$$\hat{p} = n_0 = \frac{a - 2b}{2a}. \quad (11.16)$$

Формула для оценки погрешности определения максимума пика

$$\frac{\delta \hat{p}}{\Delta n} = 0,5 \cdot (\Delta n)^{3/2} \cdot \frac{\exp \left[ 1,39 \cdot \frac{\{(n_{\max}/2) - 1\}^2}{(\Delta n)^2} \right]}{(n_{\max} - 5/2) \sqrt{N_\Sigma}}. \quad (11.17)$$

Погрешность определения максимума пика зависит от ширины пика на полувысоте, числа точек (каналов)  $n_{\max}$  и площади пика  $N_\Sigma$ . Данный метод позволяет определять положение пика с погрешностью 0,05–0,1 канала.

**Метод среднего взвешивания (МСВ)** [114] основан на определении по формуле

$$\hat{p} = (\Sigma N_i n_i) / \Sigma N_i. \quad (11.18)$$

В этом методе, также называемом **методом центра тяжести (МЦТ)**, не делается никаких предварительных предположений о форме обрабатываемого пика, лишь рекомендуется использовать точки расположенные выше полувысоты пика, где искажения формы пика минимальны. Если суммирование отсчетов производят не по всему пику, а в выбранных границах от  $n_l$  до  $n_r$ , то выражение (11.18) приобретает вид

$$\hat{p} = \left[ \sum_{i=n_l}^{n_r} \left( n_i - \frac{n_l + n_r}{2} \right) \cdot N_i \right] / \sum_{i=n_l}^{n_r} N_i. \quad (11.19)$$

Отметим, что предварительно из содержимого каждого канала необходимо вычесть фон.

Формула для расчета дисперсии оценки положения пика

$$D(\hat{p}) = \frac{\sigma^2}{N_\Sigma} \left( \frac{20}{\lambda} + 1 \right), \quad (11.20)$$

где  $\sigma^2$  – дисперсия пика;  $\lambda$  – отношение высоты пика  $N_{\max}$  к уровню фона  $F$ . Выражение (11.20) получено из предположения, что обрабатываемая ширина участка спектра равна  $8 \cdot \sigma$  каналов, а ширина пика на полувысоте составляет от 3 до 10 каналов.

После определения линии пьедестала и положения пика его площадь  $S_p$  можно вычислить как площадь гауссиана по ширине пика  $\Delta n$  и любой его ординате и в частности по высоте пика  $N_{\max}$

$$S_p = \sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi} \cdot N_{\max} \approx 1,064 \cdot \Delta n \cdot N_{\max}, \quad (11.21)$$

где  $\Delta n = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma \approx 2,355 \cdot \sigma$  – ширина пика на половине его высоты.

**Метод параболы (МП)** [114] основан на описании формы **ППП** параболой. Для нахождения параметров параболы достаточно трех экспериментальных точек на верхнем участке **ППП**. Положение максимума пика рассчитывается по формуле

$$\hat{p} = \frac{m}{2} \cdot \frac{\ln N_m - \ln N_{-m}}{\ln N_m + \ln N_{-m} - 2 \ln N_{\max}}, \quad (11.22)$$

где  $N_{\max}$  – максимальное число отсчетов в пике;  $N_m$  и  $N_{-m}$  – отсчеты в точках, отстоящих на  $+m$  и  $-m$  каналов от канала, где зарегистрировано  $N_{\max}$  импульсов.

Для оценки дисперсии положения пика используют выражение

$$D(\hat{p}) = 3,7 \cdot \frac{\sigma^2}{N_\Sigma} \left( \frac{1}{\lambda} + 0,5 \right). \quad (11.23)$$

**Метод нарастающих сумм (МНС)** [114] заключается в определении номеров каналов  $n_l$  и  $n_m$ , соответствующих числу отсчетов  $0,1 \cdot N_{\max}$  на левом и правом склонах пика, и вычислении отсчетов  $N'_i$  по выражению

$$N'_i = N_i - 0,1 \cdot N_{\max}. \quad (11.24)$$

Далее число отсчетов в каналах от  $n_l$  до  $n_m$  заменяют суммой отсчетов во всех каналах, расположенных слева таким образом, что число отсчетов  $N_{i\Sigma}$  в  $i$ -том канале ( $l \leq i \leq m$ ) определяется выражением

$$N_{i\Sigma} = \sum_{k=l}^i N'_k. \quad (11.25)$$

Максимальная сумма  $N_{\Sigma \max} = N_{(m-1)\Sigma}$  соответствует каналу  $i = m - 1$ .

Положение пика вычисляют по формуле

$$\hat{p} = k + 0,5 \frac{0,5N_{\Sigma \max} - N_{k\Sigma}}{N_{(k+1)\Sigma} - N_{k\Sigma}}, \quad (11.26)$$

где  $k$  – номер канала, где выполняется условие

$$N_{k\Sigma} < 0,5N_{\Sigma \max} < N_{(k+1)\Sigma}. \quad (11.27)$$

Сравнительные теоретические и экспериментальные исследования точностных возможностей некоторых простых методов определения положения пика в  $\gamma$ -спектре позволяют сделать вывод, что с точки зрения статистических факторов наиболее предпочтительным является **метод среднего взвешивания**. Этот метод менее критичен к изменениям ширины пика на полувысоте, в то время как другие методы хорошо работают при ширине пика на полувысоте более 5 каналов. Наиболее эффективен **МСВ** в случае, когда  $\lambda \geq 10$ . Если высота пика сравнима с высотой фона, то более предпочтителен **МЛ**.

**Метод суммирования отсчетов в пике (МС)** [114] является самым распространенным среди простых методов определения площади пика. Он заключается в поканальном суммировании импульсов, относящихся к **ППП** в установленных границах  $\pm m$  от положения максимума  $\hat{p}$

$$N_{\Sigma} = \sum_{i=\hat{p}-m}^{\hat{p}+m} N_i. \quad (11.28)$$

Предварительно оценивают фоновую зависимость  $F = f(n_i)$  и вычитают фон из каждого канала:  $N_i = N'_i - F_i$ , где  $N'_i$  – общее число отсчетов импульсов в  $i$ -том канале. Интерполяцию фона проводят по его значениям слева и справа от выбранных границ пика в виде прямой линии.

Формула для расчета дисперсии оценки площади пика  $D(N_{\Sigma})$  при условии, что  $m > 4\sigma$  имеет вид

$$D(N_{\Sigma}) = N_{\Sigma} + \left(1 + \frac{2m+1}{l}\right) \cdot (2m+1) \cdot F. \quad (11.29)$$

Выражение  $(2m+1) \cdot F$  представляет собой площадь фонового пьедестала под пиком. Множитель  $(1 + (2m+1)/l) = Q_l$  определяется соотношением между числом каналов суммирования **ППП** и числом каналов  $l$ , по которым оценен фон  $F$ . Поскольку на практике обычно выбирают по 3–5 каналов слева и

справа от пика,  $Q_l$  может изменяться в пределах 1,5–10. Выбирая  $m = 2\Delta n$  и используя параметр  $\lambda$ , запишем (11.29) в виде

$$D(N_\Sigma) = N_\Sigma \cdot (1 + 4Q_l / \lambda), \quad (11.30)$$

откуда легко можно определить среднеквадратичную погрешность результата измерения площади пика.

### 11.6. Определение интенсивностей и энергий пиков

В результате выполнения предыдущего этапа получены оценки положения максимумов и площадей пиков в терминах "номер канала" и "число отсчетов".

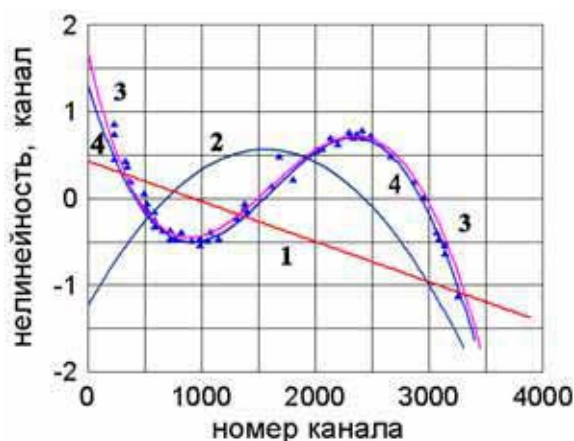


Рис. 11.7. Описание нелинейной части градуировочной характеристики на всем участке одним полиномом: 1 – квадратичная зависимость; 2 – кубическая; 3 – 4<sup>й</sup> степени; 4 – 5<sup>й</sup> степени; ▲ – экспериментальные точки [114]

Финальная стадия обработки линейчатого спектра заключается в переходе от номера канала к энергии и от числа отсчетов к интенсивности  $\gamma$ -перехода, породившего соответствующий пик. Указанные операции осуществляются с помощью калибровочных кривых "канал-энергия" и "энергии-эффективность", полученных в экспериментах с изотопами, характеристики которых хорошо известны. В прецизионной спектрометрии обычно используется не сама зависимость "канал-энергия", а функция,

характеризующая ее отклонение от прямой линии (рис. 11.7). Для нахождения энергии пика, центр которого может быть в любом канале, необходимо иметь аналитическое выражение функции нелинейности. Задача сводится к аппроксимации набора точек, измеренных с определенной погрешностью. Наиболее распространенными методами являются: метод наименьших квадратов и метод наименьших квадратов на основе сплайнов.

### 11.7. Градуировочная характеристика спектрометра по энергии

В спектрометрах со сцинтилляционными детекторами амплитуда сигнала  $V$  в первом приближении пропорциональна энергии частиц, и для аппроксимации можно использовать линейную функцию

$$E = k_1 + k_2 V. \quad (11.31)$$

Описание градуировочной энергетической характеристики спектрометра линейной функцией используется в том случае, когда измерения энергий не претендуют на высокую точность. Использование линейной характеристики типично для сцинтилляционных спектрометров. Для грубой градуировки достаточно двух линий ( $m=2$ ), после чего определяют коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$ . Для уменьшения погрешности градуировки необходимо снять

большее количество линий, располагая их по возможности равномерно по всему диапазону энергий. Коэффициенты прямой линии целесообразно определять, решая  $m$  уравнений (11.31) методом наименьших квадратов.

Для дальнейшего уменьшения погрешности необходимо учесть малые отклонения от линейности. В этом случае для аппроксимации используют полиномы более высоких порядков или в дополнение к линейной градуировке строят кривую нелинейности, которую затем используют для коррекции получаемых результатов. Типичная процедура построения градуировочной характеристики происходит следующим образом.

По двум (или нескольким) произвольным опорным точкам, соответствующим разным энергиям  $E$ , находят коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  прямой (11.31) из уравнений [114]

$$k_1 = \frac{E_1 \cdot V_2 - E_2 \cdot V_1}{V_2 - V_1}, \quad (11.32)$$

$$k_2 = \frac{E_1 - E_2}{V_1 - V_2}, \quad (11.33)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  – энергии опорных реперных пиков;  $V_1$  и  $V_2$  положения максимумов этих пиков на шкале анализатора.

Обычно разность положений реперных пиков выбирают достаточно большой ( $V_2 - V_1 \geq 3500$  каналов), что повышает точность построения градуировочной характеристики.

Затем по уравнению этой прямой определяют расчетные значения положения максимумов пиков  $V_{i \text{ расч}}$  для всех снятых реперных линий и их отклонения  $\delta_i = V_{i \text{ эксп}} - V_{i \text{ расч}}$  от экспериментальных значений. Полученную совокупность  $\delta_i$  аппроксимируют по методу наименьших квадратов полиномом

$$\delta_j = \sum_{i=1}^m A_j \cdot V_j^{i-1}, \quad (11.34)$$

где  $m = 2 \div 5$ , а  $A_j$  – коэффициенты полинома. Выбор  $m \leq 5$  связан с предположением о плавной зависимости (без осцилляций) градуировочной характеристики от номера канала. Таким образом, **энергетическая градуировочная характеристика (ЭГХ)** спектрометра представляется в виде двух частей: линейной части, описываемой уравнением (11.31) и нелинейной части, определяемой полиномом (11.34), или какой-либо другой зависимостью.

Для спектрометров с высокими метрологическими параметрами ЭГХ удается описать одним полиномом, подбирая его степень таким образом, чтобы он проходил наиболее близко к экспериментальным точкам. С этой целью анализируется величина

$$\bar{\Delta} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\delta_j - \delta_{j \text{ эксп}}), \quad (11.35)$$

где  $n$  – число экспериментальных точек.

При правильном подборе степени полинома  $\bar{\Delta}$  будет минимальной. На рис. 11.7 показано описание экспериментальных точек полиномами разных степеней.

В другом случае весь энергетический интервал разбивается на несколько участков и внутри каждого участка по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов строится градуировочная характеристика в виде полинома, оптимальная степень которого устанавливается из анализа формулы (11.35). Сшивание двух соседних участков производится таким образом, чтобы они перекрывались с минимальной погрешностью. Особенности такого построения позволяет данный метод сравнивать со сплайн-методом.

Авторы сплайн-методов исходят из условия, что зависимость, описывающая определенную совокупность экспериментальных точек, должна проходить непосредственно через эти точки. Для выполнения этого условия приходится весь энергетический интервал разбивать на большое число участков, в каждом из которых содержится три–четыре точки. Через эти точки проводят полиномы небольших степеней, которые сшиваются на границах участков в одной точке.

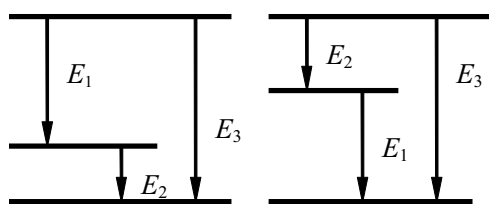


Рис. 11.8. Схемы энергетических уровней ядра при трех  $\gamma$ -переходах с каскадом

В некоторых практических случаях достаточно иметь градуировочную характеристику в довольно узком диапазоне энергий, где и число реперных линий будет небольшим. Градуировочная характеристика на узком участке может описываться параболой, линейной зависимостью и др. Упрощенным вариантом градуировки является линейная

интерполяция между соседними реперами.

Погрешность измерения энергии с помощью ЭГХ можно вычислить по формуле

$$S_{Ex} = \sqrt{S_{ЭГХ}^2 + (k_2 \cdot S_p)^2}, \quad (11.36)$$

где  $S_{ЭГХ}$  – погрешность ЭГХ в точке  $x$ ;  $S_p$  – погрешность определения максимума пика полного поглощения (ППП), соответствующего энергии  $E_x$ , в каналах;  $k_2$  – энергетическая ширина канала анализатора.

В свою очередь  $S_p$  зависит от статистической обеспеченности спектра. Связь статистической погрешности определения положения пика  $S_p$  с требуемым для этого числом отсчетов в максимуме ППП  $N_{max}$  определяется выражением



$$N_{\max} \geq \frac{\Delta E \cdot k_2}{(k_2 \cdot S_p)^2} \left( 0,7 + \frac{2,7}{\lambda} + \frac{2}{\lambda^2} \right), \quad (11.37)$$

где  $\lambda$  – отношение высоты пика к высоте фона,  $\Delta E$  – полуширина ППП.

После градуировки следует провести **проверку энергетической шкалы спектрометра** [20]. Для этого можно использовать каскадные переходы (рис. 11.8) либо пики в аппаратурном спектре (рис. 9.3), расстояние между которыми в энергетических единицах хорошо известны (**внутренняя проверка**).

В первом случае снимают спектр нуклида с каскадным переходом и по имеющейся градуировочной кривой определяют полученные значения энергий  $E_1, E_2, E_3$ . С доверительной вероятностью 0,95 при этом должно выполняться условие

$$E_3 - (E_2 + E_1) < 2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}, \quad (11.38)$$

где  $\sigma_i$  – средняя квадратическая погрешность определения  $E_i$  ( $i=1, 2, 3$ ).

Во втором методе можно использовать пики одиночного и двойного вылетов, соответствующие энергиям  $E_\gamma - mc^2$  и  $E_\gamma - 2mc^2$ , а также пики суммирования  $E_\gamma + mc^2$  и  $E_\gamma + 2mc^2$  для нуклидов с каскадным переходом  $\beta^+ \rightarrow \gamma$ . На спектрометре, проградуированном по энергии, можно проводить измерения энергий частиц. Зная энергию и массу атома  $M$ , возникшего после вылета частицы, можно определить энергию перехода, введя поправку на отдачу. Например, если  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma$  испущен неподвижным свободным атомом, то из законов сохранения энергии и импульса следует, что энергия перехода

$$E_n = E_\gamma + \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{E_\gamma}{mc^2} \right) \cdot \frac{m}{M} \cdot mc^2. \quad (11.39)$$

Зная энергии перехода можно сделать определенные предположения о схеме энергетических уровней ядра. Например, в случае трех переходов ( $E_1 \pm \sigma_1, E_2 \pm \sigma_2, E_3 \pm \sigma_3$ ) возможны 16 схем уровней. Однако если для измеренных значений энергий выполняется условие (11.38), то остаются лишь две схемы (рис. 11.8).

## 12. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ

Из множества различных примеров мы можем привести здесь лишь некоторые, охватывающие область от медицины до космических полетов и физики высоких энергий. В медицине используются радиоактивные нуклиды для определения размеров и функций внутренних органов. При этом активные нуклиды вводятся и концентрируются в определенных областях тела. В геофизике используют естественные или искусственные  $\gamma$ -излучатели в качестве индикаторов при поиске минералов и нефти. В космосе измерение заряженных частиц и  $\gamma$ -излучения важно уже потому, что позволяет

космонавтам избежать большой дозы облучения. С другой стороны, измерение потоков заряженных частиц или  $\gamma$ -излучения, прилетающих от Солнца или из Галактики, важно для изучения астрофизических процессов. Многие из детекторов были изобретены и развиты для экспериментов по атомной и ядерной физике: например, пропорциональные и полупроводниковые счетчики. В физике высоких энергий эти методы были освоены и получили дальнейшее развитие. При этом для экспериментов на сверхмощных ускорителях были созданы новые детекторы, такие, как пропорциональные камеры, дрейфовые камеры и черенковские счетчики. Физика высоких энергий исследует элементарные составляющие материи и проникает в область длин порядка  $10^{-18}$  м, которые доступны только для высокоэнергетических ( $\geq 100$  ГэВ) столкновений. Системы детекторов, предназначенные для этих исследований, имеют большие размеры ( $\geq 10$  м), массу ( $\geq 2000$  т) и весьма сложны.

Самый мощный в мире адронный коллайдер БАК построен в CERN в 2008 г. усилиями всех ведущих физиков планеты, в том числе и ученых из России. Основной целью экспериментов, проводимых на адронном коллайдере, является изучение мельчайших частиц – фундаментальных строительных блоков материи. Находится ускоритель на глубине 100 метров под землёй. Предназначен для ускорения протонов (до  $3 \cdot 10^{12}$ ) и тяжелых ионов. Длина кольца ускорителя составляет 27 км. При этом для удержания и коррекции частиц используются 1624 сверхпроводящих магнита, которые работают при температуре  $-271^\circ \text{C}$ . Коллайдер способен разогнать протоны до энергии  $14 \cdot 10^{12}$  эВ, что в  $\sim 10$  раз больше чем у американского ускорителя «Теватрон» в штате Иллинойс.

### 12.1. Применение в медицине

Самое известное использование радионуклидов основано на накоплении йода щитовидной железой. С помощью препаратов, содержащих радиоактивный  $I$ , можно измерять ход процесса обмена веществ, а также размер щитовидной железы по  $\gamma$ -излучению этого изотопа. Детектором в этом случае, как правило, является кристалл  $\text{NaI(Tl)}$ , который регистрирует в разных точках щитовидной железы интенсивность  $\gamma$ -излучения. Если измерять интенсивность во многих точках в прямоугольной системе координат, то это будет равносильно сканированию, поэтому прибор называют сканером [12].

Другие внутренние органы также могут быть таким путем *сделаны видимыми* для детекторов  $\gamma$ -излучения, и потому в фармацевтике используют радионуклид технеций-99 ( $^{99}\text{Tc}$ ), который откладывается в некоторых органах в результате обмена веществ. С помощью сканера  $\gamma$ -излучения можно локализовать опухоли в мозге, в печени и в костях. Время, необходимое для сканирования, будет значительно уменьшено, если использовать вместо одного сцинтиллятора сеть таких детекторов с ФЭУ на каждом из них для одновременной регистрации  $\gamma$ -излучения. В качестве альтернативного

решения может быть использована схема с одним сцинтиллятором, свет которого регистрируется двумерной матрицей ФЭУ. Направление, под которым падает на сцинтиллятор  $\gamma$ -излучение может быть выбрано с помощью соответствующего расположения коллиматоров, каналы которых могут быть параллельны или ориентированы в разных направлениях.

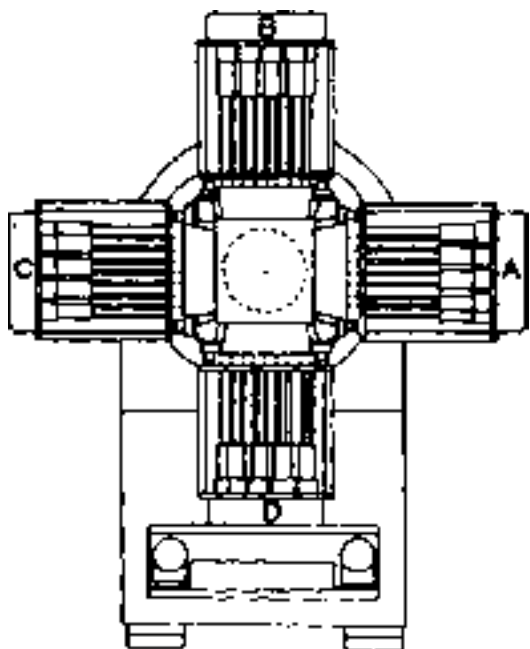


Рис. 12.1. Томограф мозга MARK IV; каждое из четырех плеч детектора A, B, C и D содержит по 8 кристаллов NaI [25]

этого метода, если детекторы  $\gamma$ -излучения, испускаемого органом, осуществляют измерения, по меньшей мере, в трех направлениях. На рис. 12.1 [25] изображен в качестве такого примера томограф мозга "MARK IV". В этом приборе используется матрица  $4 \times 8$  кристаллов NaI ( $2,5 \times 7,6 \times 2,5$  см<sup>3</sup>), коллиматоры которых направлены на центр. Счетчики вращаются с периодом примерно 50 с вокруг оси, проходящей через исследуемый объект, — мозг. Результаты измерения сигналов с 32 счетчиков в течение 5 оборотов вокруг оси позволяют получить с помощью ЭВМ в течение 5 мин картину, которая изображена на рис. 12.2. Эта картина показывает с пространственным разрешением 1,7 см концентрацию <sup>99m</sup>Tc в опухоли мозга.

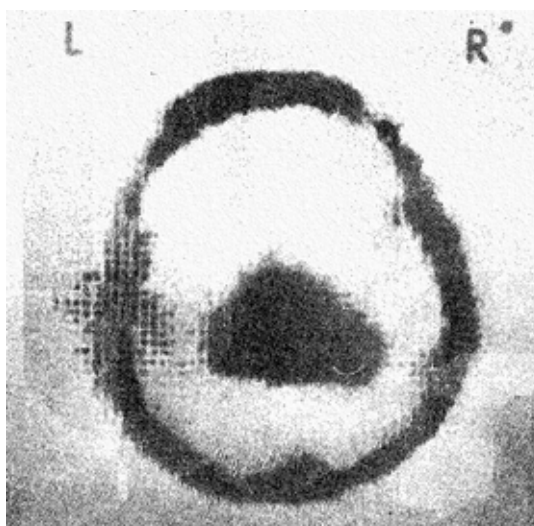


Рис. 12.2. Концентрация <sup>99m</sup>Tc в опухоли мозга, измеренная с помощью томографа, изображенного на рис. 12.1 [25]

Дальнейшее улучшение диагностики возможно, если использовать два  $\gamma$ -кванта с энергией 511 кэВ, которые образуются при аннигиляции позитрона в теле. В качестве позитронных излучений можно использовать изотопы  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  или  $^{86}\text{Rb}$ . Преимуществом этого метода является то, что оба  $\gamma$ -кванта испускаются коллинеарно (под углом  $180^\circ$  друг к другу), так что при регистрации обоих квантов определяется прямая, на которой находится излучаемый нуклид. В этом случае не требуется коллимировать  $\gamma$ -излучение. С помощью этой методики можно исследовать сердце, печень и мозг. Нуклид  $^{11}\text{C}$ , например, может вводиться внутрь путем вдыхания пациентом  $^{11}\text{CO}$ , который затем в виде  $^{11}\text{C}$ -карбоксигемоглобина входит в кровообращение.

Сцинтилляторы  $\text{NaI}$  могут в настоящее время заменяться на детекторы из германата висмута ( $\text{BGO}$ ), энергетическое разрешение которых выше, чем у  $\text{NaI}$ .

## 12.2. Терапия опухолей тяжелыми частицами

Классические методы лечения опухолей с помощью  $\gamma$ -излучения обладают существенным недостатком: излучение экспоненциально ослабляется при прохождении через вещество. Поэтому здоровые ткани, находящиеся вблизи поверхности тела, подвергаются более сильному воздействию, чем нуждающиеся в облучении ткани на глубине. И хотя этот эффект можно уменьшить вращая источник вокруг пациента («маятниковая радиотерапия»), тем не менее, большая часть энергии будет поглощаться именно в здоровых тканях.

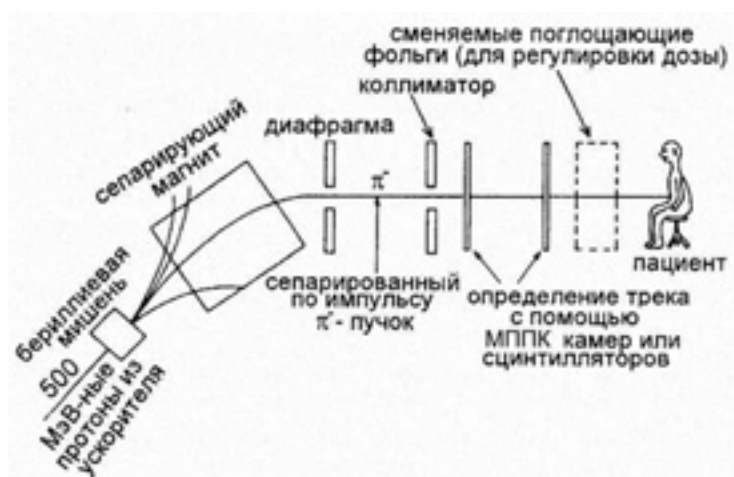


Рис. 12.3. Формирование пучка частиц для лечения опухолей: МППК – многопроволочная пропорциональная камера

Заряженные частицы обладают тем неоспоримым преимуществом, что у них потери на ионизацию возрастают к концу пробега («кривая Брэгга»). Следовательно, область, в которой будет поглощено максимальное количество энергии, и место, нуждающееся в облучении, можно совместить, выбирая соответствующую энергию заряженных частиц. Поэтому пучок заряженных частиц представляет собой идеальный «скальпель».

Недостатком данного метода является то, что требуется ускоритель для получения пучка тяжелых заряженных частиц. Возможны три различных метода радиационной терапии с использованием тяжелых частиц.

В первом методе заряженные пионы рождаются ускоренными протонами при столкновении с легкой мишенью. Чтобы получить необходимое количество пионов, используются протонные пучки, ускоренные до 500 МэВ. Импульсный спектрометр отделяет отрицательно заряженные пионы от вторичных частиц, выбитых из мишени. Затем  $\pi^-$ -мезоны проходят через коллиматор и далее используются для формирования моноэнергетического  $\pi^-$ -пучка, используемого для облучения (рис. 12.3).

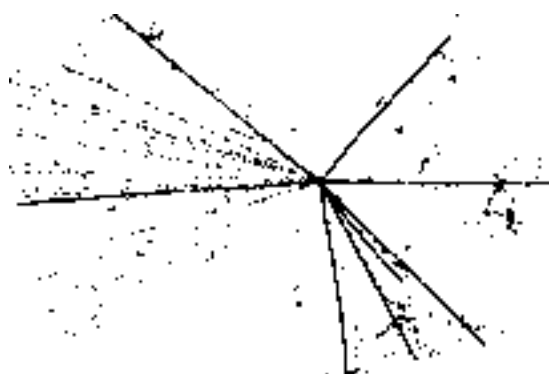


Рис. 12.4. Нейтральная космическая частица рождает «звезду» с 8 сильно и 11 слабо ионизирующими частицами [11]

им захватываются.

Этот процесс проходит намного быстрее, чем распад свободных пионов  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ;  $\tau_{\mu^-} = 26$  нс. Захват пиона может привести к рождению большого числа легких фрагментов типа  $p$ ,  $n$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$  и  $\alpha$ -частиц, образующих звезду, как показано на рис. 12.4. Энергия этих фрагментов будет поглощаться локально в конце пробега пиона. Так как относительная биологическая активность фрагментов является достаточно высокой, то Брэгговский пик ионизации в конце пробега значительно усиливается. Распределение поглощенной энергии  $\pi^-$ -мезонов по глубине с указанием вклада различных механизмов показаны на рис. 12.5. Там же показаны энергетические потери мюонов и электронов [119, 120]. Образование «звезды» локализуется несколько дальше максимума Брэгга.

В тканях пионы в результате потерь на ионизацию теряют свою энергию. Вплоть до конца пробега их энергетические потери относительно малы. Но к концу пробега они значительно возрастают в результате уменьшения энергии пропорционально  $\sim 1/\beta^2$ . Кроме того, отрицательные пионы захватываются атомами, образуя  $\pi^-$ -мезонные атомы. Путем каскадных переходов пионы переходят на орбиты, близкие к ядру и, наконец,

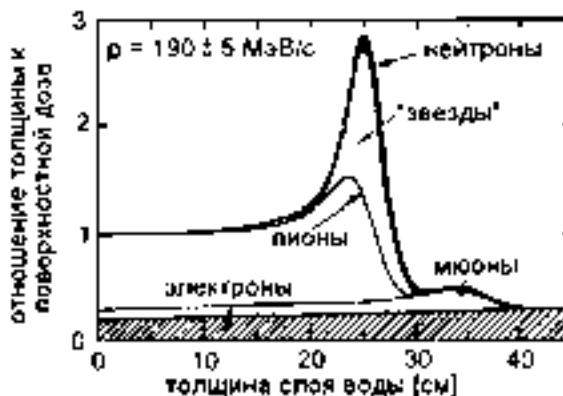


Рис. 12.5. Распределение поглощения энергии по глубине для  $\pi^-$ -мезонов, мюонов и электронов [120, 121]

Относительная биологическая эффективность  $\pi$ -мезонов, измеренная в естественных условиях, оказалась равной 2,4 в случае энергетических потерь, и – 3,6 в случае образование «звезды». По сравнению с распределением выделения энергии  $\gamma$ -излучения по глубине, степень разрушения больных участков ткани возрастает примерно в три раза [121, 122].

При лечении опухолей головного мозга наряду с радиотерапией с использованием заряженных частиц применяются и быстрые нейтроны.

### 12.3. Применение в геофизике

Детекторы излучения используются в геофизике главным образом в

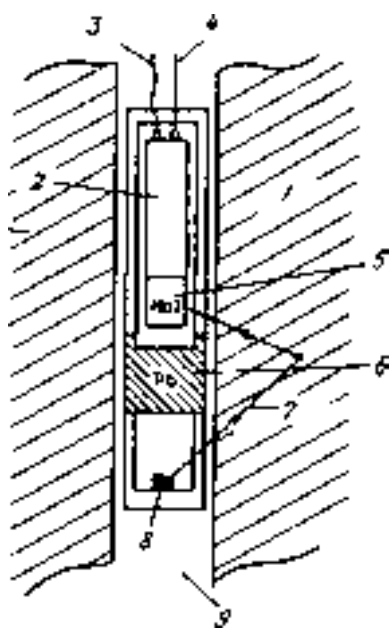


Рис. 12.6. Зонд для измерения  $\gamma$ -излучения в скважине: 1 – порода; 2 – ФЭУ; 3 – кабель высокого напряжения; 4 – сигнальный кабель; 5 – кристалл  $NaI$ ; 6 –  $Pb$ ; 7 –  $\gamma$ -кванты; 8 –  $\gamma$ -источник; 9 – скважина диаметром 40 см

двух областях: для поиска урансодержащих минералов на поверхности земли и нефтеносных или содержащих уран пластов в буровых скважинах [12].

В первом методе с помощью низколетящих самолетов ведется разведка площадей с избыточным содержанием радионуклидов  $^{40}K$ ,  $^{232}Th$  и  $^{238}U$ . Для определения концентрации этих нуклидов применяется  $\gamma$ -излучение с энергией 1,46, 2,62 и 1,76 МэВ. Для этого используют  $\gamma$ -счетчики ( $NaI(Tl)$  объемом до 50 л) с последующим анализом амплитуды импульсов. Интенсивности характерных  $\gamma$ -линий естественных излучателей позволяют сделать заключения о концентрации урана на облетаемых площадях [123].

Во втором методе ведется разведка геологической структуры пород в буровых скважинах в зависимости от глубины с помощью детектора  $\gamma$ -излучения, который опускается в скважину на кабеле. Детектор регистрирует естественную  $\gamma$ -активность ( $^{40}K$ ,  $^{232}Th$  и  $^{238}U$ ) пластов, через которые проходит скважина, что позволяет делать заключение о наличии определенных элементов. Эффективность этого метода увеличивается, если вместе с  $\gamma$ -детектором в скважину опускается экранированный от детектора источник нейтронов или  $\gamma$ -излучения. На рис. 12.6 изображен собранный по такому принципу зонд. Гамма-кванты, испускаемые источником, рассеиваются породой в скважине, и малая часть их попадает в детектор. Вероятность такого рассеяния зависит от толщины и атомного номера окружающего материала. Полученный таким образом профиль вероятности рассеяния по глубине для одной или многих  $\gamma$ -линий может быть использован

для локализации определенных слоев материалов и в особенности высоких концентраций отдельных элементов (например, металлов).

В качестве источников нейтронов для таких зондов используют либо стандартные нейтронные источники (например,  $\alpha$ -источники с бериллием), либо малые ускорители дейтронов, которые генерируют нейтроны с энергией 14 МэВ в результате ( $d, t$ )-реакций. Преимущество последних заключается в том, что ускоритель может работать в импульсном режиме, так что можно измерить временную задержку  $\gamma$ -излучения, вызванного нейтронами в окружающих скважину материалах. Таким способом можно отделять  $\gamma$ -кванты, образованные в реакциях неупругого рассеяния нейтронов, от  $\gamma$ -квантов, испускаемых при захвате нейтронов [12]. Этот метод селективен для реакций нейтронов с отдельными элементами и может быть использован для определения соотношений концентраций  $C:O$  и  $Si:Ca$  и, таким образом, помогает отличать нефть от воды в пористых слоях.

#### 12.4. Применение в космических исследованиях

Одним из первых открытий в космическом пространстве с помощью детекторов частиц было наблюдение больших плотностей заряженных частиц на относительно небольшом удалении от Земли в полете американского спутника *EXPLORER-I* в январе 1958 г. С помощью единственного счетчика Гейгера–Мюллера тогда было установлено, что Земля на расстоянии 5000 и 20000 км от ее поверхности окружена двумя радиационными поясами, из которых внутренний пояс состоит, в основном, из протонов, а внешний – из электронов. Эти радиационные пояса содержат частицы солнечного ветра, захваченные магнитным полем Земли. Поскольку эти пояса пересекаются космическими кораблями с человеком на борту лишь в течение короткого времени, они не представляют существенной опасности для космонавтов. Геостационарные спутники, орбиты которых проходят на расстоянии 36000 км, также не подвергаются воздействию этих поясов, поскольку они находятся за их пределами.

Интенсивность частиц космических лучей, а также электронов и протонов солнечного ветра может быть измерена с помощью зондов, запускаемых на большие высоты или с помощью спутников. Подобным же образом может регистрироваться  $\gamma$ -излучение и рентгеновское излучение. Первое наблюдение такого космического  $\gamma$ -излучения [124] было получено с помощью детектора  $CsI(Tl)$ , который находился в полете на расстоянии  $10^5$  км от Земли, так что большое удаление от радиационных поясов позволяло сделать измерения практически без фоновой подложки.

Дальнейшие измерения, в которых было определено также направление прихода  $\gamma$ -излучения, показали, что наша Галактика содержит множество источников такого излучения, у некоторых из них интенсивность излучения периодически меняется, пульсирует. Исследование этих  $\gamma$ -источников открыло новую ветвь астрономии.

Особенно следует упомянуть специально с этой целью сконструированный спутник, который был запущен в 1985 г. Он имел на борту большой телескоп  $\gamma$ -излучения, который содержал поперек кристалла  $NaI$  с поперечным сечением  $76 \times 50 \text{ см}^2$  и толщиной 20 мм сборку из искровых камер, на радиаторе которых  $\gamma$ -кванты давали пару  $e^+ e^-$ . Пара регистрировалась искровыми камерами и таким образом определялось направление прилета  $\gamma$ -кванта. Прибор был предназначен для области энергий 1–20 МэВ; у  $\gamma$ -квантов с энергией 0,02–1 МэВ измерялась только энергия.

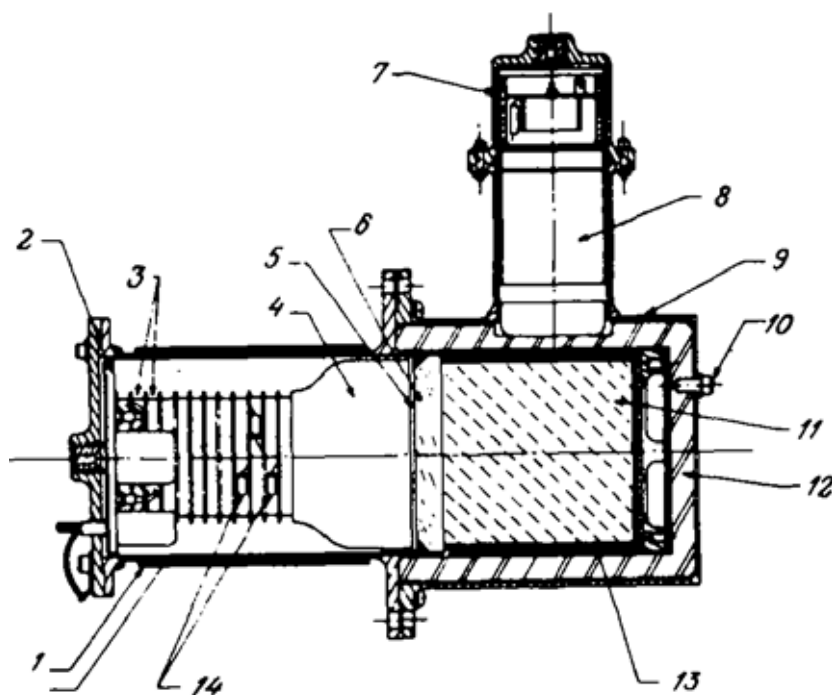


Рис. 12.7. Спектрометр  $NaI$  для измерения  $\gamma$ -излучения на борту космического корабля *APOLLO-16* [125]: 1, 2, 7 – муметалл; 3 – керамика; 4 – ФЭУ диаметром 75 мм; 5 – сапфировое окно; 6 – стеклянное окно; 8 – ФЭУ диаметром 38 мм; 9 – корпус из алюминия; 10 – калибровочный источник; 11 – сцинтиллятор  $NaI(Tl)$ ; 12 – пластмассовый сцинтиллятор для антисовпадения; 13 – отражатель  $MgO$ ; 14 – сопротивление диодного делителя. Сцинтиллятор выполнен в виде цилиндра  $\varnothing 70$  мм и длиной 70 см

Другим применением детекторов излучения является определение химического состава поверхности Луны по измерению  $\gamma$ -излучения с корабля, движущегося по круговой орбите вокруг Луны (*APOLLO-16*). Кристалл  $NaI$  был окружен пластическим сцинтиллятором в качестве антисовпадательной защиты, чтобы снизить фоновую скорость счета заряженных частиц (рис. 12.7).

Чтобы получить энергетический спектр образующегося на поверхности Луны  $\gamma$ -излучения, необходимо сначала снизить фон от других  $\gamma$ -источников. В этот фон давали вклад взаимодействие космического излучения с материалом самого корабля, тормозное излучение электронов космических



лучей и солнечного ветра и пр. После вычитания фоновой подложки был получен энергетический спектр  $\gamma$ -излучения, который показан на рис. 12.8. Среди  $\gamma$ -линий естественных радионуклидов  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  можно различить  $\gamma$ -линии изотопов ( $\text{O}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ti}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Ca}$ ), которые обязаны излучению, образованному в результате бомбардировки поверхности Луны высокоэнергетичными частицами космических лучей и солнечного ветра (в основном протонами).

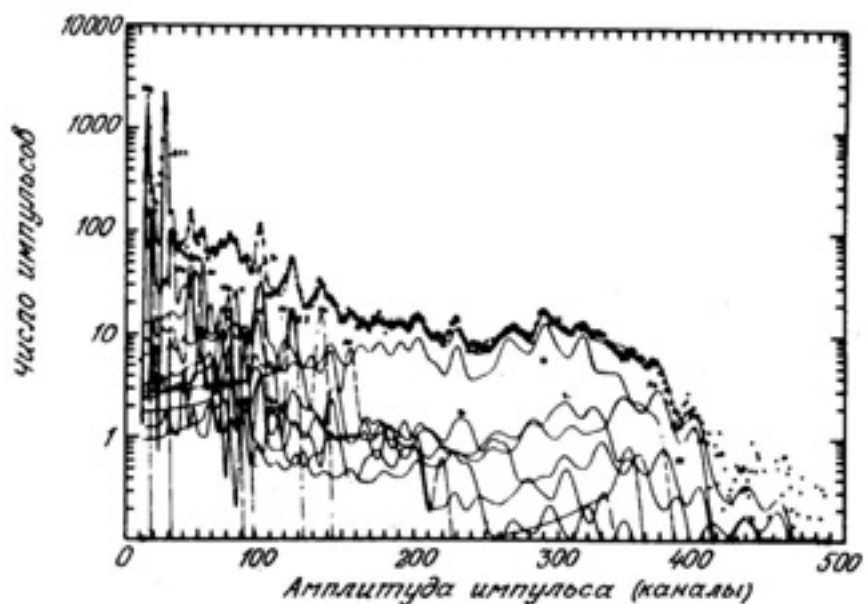


Рис. 12.8. Энергетический спектр  $\gamma$ -излучения, испускаемого с поверхности Луны, измеренный детектором, изображенным на рис. 11.4 [126] (400 каналов соответствуют энергии 7 МэВ)

Примерно 10% поверхности Луны было обследовано таким образом с целью выяснения химического состава, что явилось дополнением к масс-спектрометрическому и химическому анализам образцов Луны, доставленных на Землю.

Дальнейшим развитием в этой области явилось открытие вспышек  $\gamma$ -излучения, в которых наблюдался быстрый рост интенсивности  $\gamma$ -излучения (в 10–100 раз) в области энергий 0,2–1 МэВ в течение 0,1–100 с. В настоящее время выясняется, находятся ли источники  $\gamma$ -вспышек за пределами нашей Галактики или внутри нее и каков механизм этого явления.

Исследование доли тяжелых ядер в космических лучах и их энергетического спектра служит еще одним примером использования сложных детекторов в физике космических лучей. Такого типа эксперимент был спроектирован и осуществлен группой из Чикаго [12]. На рис. 12.9 показана схема этого телескопа для исследования космического излучения. Он состоит из двух полусферических газовых черенковских счетчиков, между которыми расположены шесть детекторов переходного излучения.

Цель этого эксперимента состояла в том, чтобы измерить энергетический спектр ядер от лития до железа ( $3 \leq Z \leq 26$ ) в области энергий от нескольких сотен ГэВ на нуклон до нескольких тераэлектронвольт на нуклон. Этой области соответствуют значения лоренц-фактора  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  между 500 и 5000.

Детектор переходного излучения, созданный для этого диапазона значений лоренц-фактора  $\gamma$ , имел в качестве радиатора слои из тонкого (диаметром от 2 до 6 мкм) пластикового волокна, которое выпускается промышленностью в качестве теплоизолятора. На рис. 12.10 показан выход переходного излучения в зависимости от лоренц-фактора  $\gamma$ , измеренный в шести камерах, заполненных смесью  $25\%Xe + 15\%CH_3 + 60\%He$  и расположенных позади волоконного радиатора толщиной 20 см. Видно сильное увеличение сигнала

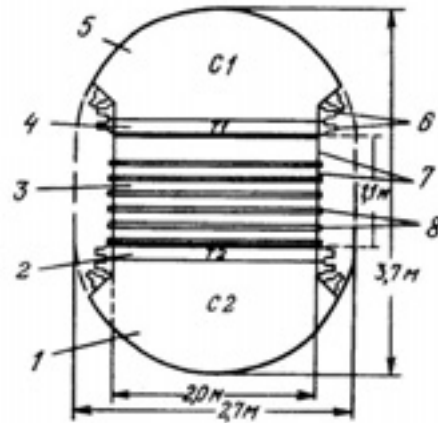


Рис. 12.9. Телескоп для измерения энергетического спектра ядер космического излучения [127]: 1 – газополосный черенковский счетчик C2; 2 – сцинтиллятор T2; 3 – детекторы переходного излучения; 4 – сцинтиллятор T1; 5 – газополосный черенковский счетчик C1; 6 – ФЭУ; 7 – радиаторы; 8 – пропорциональные камеры

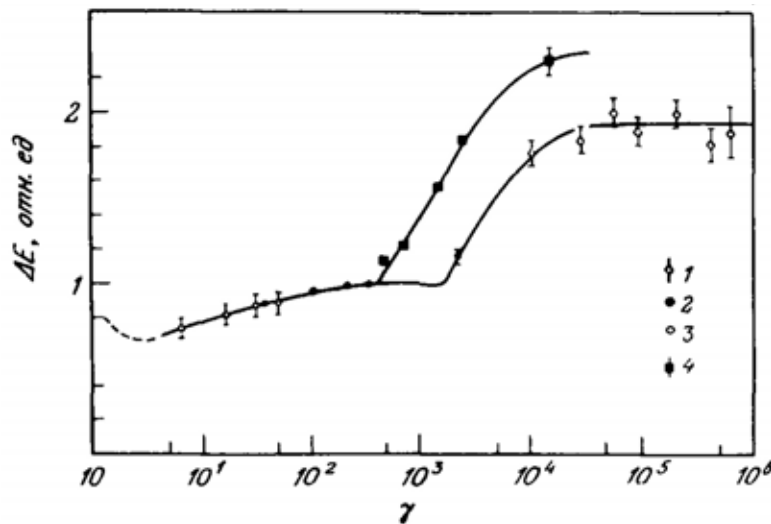


Рис. 12.10. Амплитуды импульсов от детекторов переходного излучения с пеной или с волокном в качестве радиаторов в зависимости от лоренц-фактора частицы [127]:

1 – электрон; 2 –  $\pi$ -мезон; 3 – протон; 4 – электрон

при  $\gamma = 500$  для электронов. С помощью этой калибровочной кривой каждой падающей частице с высокой энергией можно сопоставить определенное значение  $\gamma$ , а поскольку масса известна, можно определить энергию. В области малых энергий ( $\sim 100$  ГэВ/нуклон) упомянутые выше газополосные

черенковские счетчики могут помочь при идентификации различных ядер по их массе.

## 12.5. Идентификация изотопов в радиоактивных отходах

Спектр  $\gamma$ -излучения смеси изотопов можно использовать для определения количественного содержания в нем радионуклидов. Для этого хорошо подходят детекторы типа германиевых полупроводниковых счетчиков с имплантированным литием с высоким разрешением или же кристаллы германия высокой чистоты. Атомный номер германия достаточно велик для того, чтобы  $\gamma$ -излучение, испущенное образцом, было с высокой степенью вероятности поглощено, и за счет фотоэффекта появились отчетливые линии  $\gamma$ -излучения. Эти хорошо известные фотопики используются для идентификации радиоактивных изотопов.

На рис. 12.11 показана часть спектра  $\gamma$ -излучения воздушного фильтра через короткий промежуток времени после аварии на реакторе в Чернобыле [128]. Кроме линий  $\gamma$ -излучения, порожденных естественной радиоактивностью, четко различимы некоторые «Чернобыльские изотопы» типа  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$  и  $^{103}\text{Ru}$ . Их выделение становится возможным по характерным для них энергиям  $\gamma$ -квантов.

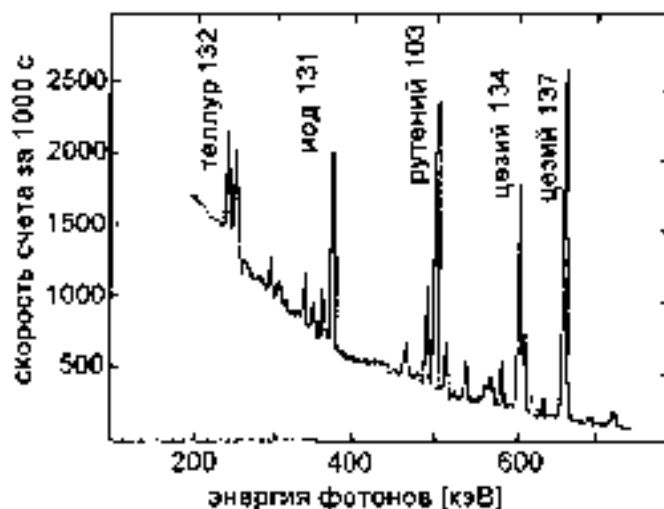


Рис. 12.11. Часть  $\gamma$ -спектра радиоактивного воздушного фильтра (с указанием некоторых «Чернобыльских изотопов») [128]

Идентификация излучателей чистого  $\beta$ -излучения оказывается возможной с помощью кремниевых полупроводниковых счетчиков с имплантированным литием. Так как у таких счетчиков атомный номер сравнительно мал ( $Z=14$ ), то они относительно нечувствительны к  $\gamma$ -излучению. Изотопы, испускающие  $\beta$ -излучение, можно идентифицировать, а их количество оценить, последовательно вычитая калибровочные спектры. Идентификация этих изотопов основана на характерных максимальных энергиях непрерывных спектров  $\beta$ -излучения. Максимальные энергии лучше всего определять из линеаризованных электронных спектров (диаграмма Ферми–Кюри) [129].

## 12.6. Применение в эксперименте с тяжелыми ионами

В начале ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами наиболее широко применялись маленькие полупроводниковые детекторы. При высоких энергиях налетающих частиц резко возрастает число частиц – продуктов реакции, особенно когда исследуются глубоко неупругие столкновения.

На первой стадии в таких реакциях оба ядра оказываются возбуждены на высоколежащие уровни. Эти неустойчивые промежуточные состояния затем распадаются с испусканием нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц или  $\gamma$ -излучения либо путем деления. Количество тяжелых фрагментов составляет 2–4, более высокие значения наблюдаются при  $U-U$ -столкновениях.

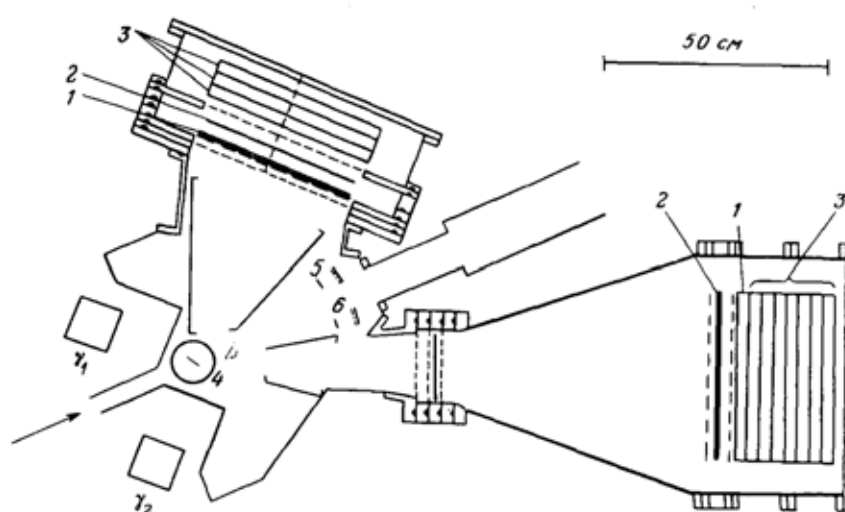


Рис. 12.12. Схема эксперимента по измерению  $Ar-Ni$ -столкновений при энергии в лабораторной системе 280 МэВ:  $\gamma_1, \gamma_2$  – детекторы  $\gamma$ -излучения; 1 – координатно-чувствительная ионизационная камера; 2 – детектор для измерения времени пролета; 3 – ионизационные камеры для измерения потерь энергии [130]; 4 – мишень; 5, 6 – мониторы

Для идентификации продуктов реакции и определения кинематических величин необходимо регистрировать частицы в режиме совпадения, а также определять с помощью счетчиков их потери энергии, пробеги и углы вылета. Для этого требуются детекторы с большой площадью (около  $1 \text{ м}^2$ ), а поскольку полупроводниковые детекторы с такой площадью в настоящее время не изготавливаются, были разработаны газовые счетчики с желаемыми параметрами [130].

На рис. 12.12 показана схема эксперимента, поставленного в Дармштадте на ускорителе тяжелых ионов *UNILAC* для изучения реакции  $^{40}Ar + ^{58}Ni$  при энергии  $^{40}Ar$  280 МэВ в лабораторной системе и исследования других подобных реакций.

Помимо двух  $\gamma$ -счетчиков ( $\gamma_1, \gamma_2$ ), в схеме имеются два плеча детекторов для заряженных частиц. Эти детекторы в зависимости от условий измеряют координату пролета частицы, время пролета и потери энергии в детекторе. Оба плеча детекторов содержат при необходимости координатно-чувствительную ионизационную камеру, счетчик с параллельными

пластинами и ионизационные камеры для измерения потерь энергии. Счетчик с параллельными пластинами работает при низких давлениях (5–10 мм рт. ст.) и высоких электрических полях (5 кВ/см). Для сильно ионизирующих тяжелых ионов временное разрешение достигает ~170 пс.

Координатно-чувствительные детекторы состоят из пары ионизационных камер, которые имеют общую катодную плоскость (рис. 12.13, а). На расстоянии 9 см от катода находится заземленная сетка Фриша, экранирующая расположенные за ней анодные плоскости с ориентацией нитей перпендикулярно как сетке Фриша, нити которой ориентированы в направлении оси  $x$ , так и расположенной, за ней сетке  $\theta$ .

Заряженная частица падает примерно параллельно оси  $z$  снизу камеры, и вдоль ее следа возникают электрон-ионные пары. Электроны дрейфуют в направлении электрического поля ( $\pm y$ -направление) и индуцируют на катоде сигнал. Пока облако электронов находится в объеме между катодом и экранирующей сеткой, обе анодные плоскости экранированы.

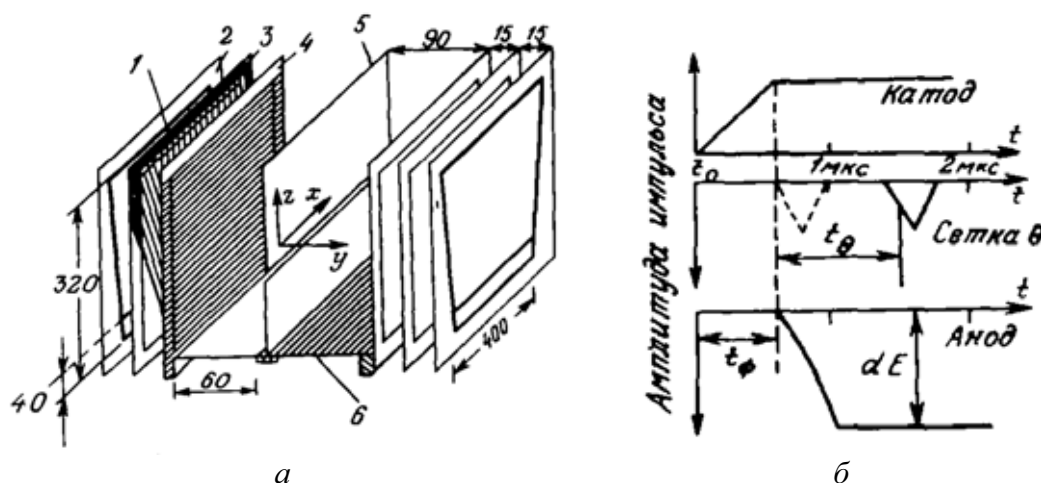


Рис. 12.13. Координатно-чувствительный детектор (см. 1 рис. 12.12) для регистрации продуктов реакции столкновения тяжелых ионов [130]: 1 – LC-линия задержки; 2 – анод; 3 – сетка  $\theta$ ; 4 – сетка Фриша; 5 – катод; б – входное окно (все размеры в мм)

После пересечения сетки Фриша электроны индуцируют на сетке  $\theta$  короткий, а на аноде длинный во времени импульс. Временной ход импульса показан на рис. 12.13, б. Измерение координаты  $x$  осуществляется с помощью сетки  $\theta$  – путем считывания времени задержки сигнала на отдельных нитях сетки. Координата  $y$  получается из разности времен между сигналами на аноде и на катоде, которая пропорциональна времени дрейфа в активном объеме камеры. Точность измерения координаты составляет ~1 мм.

## 12.7. Детекторы для поиска распада протона

Единое описание электромагнитных и слабых взаимодействий было достигнуто с помощью модели Глэшоу – Салама на основе  $SU(2) \times U(1)$ -симметрии. Открытие и точное измерение слабых нейтральных токов в реакциях с нейтрино и наблюдение нарушения четности в рассеянии

поляризованных электронов на дейтерии дали этой модели важную экспериментальную основу, а открытие векторных бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$  заложило экспериментальный краеугольный камень для теории.

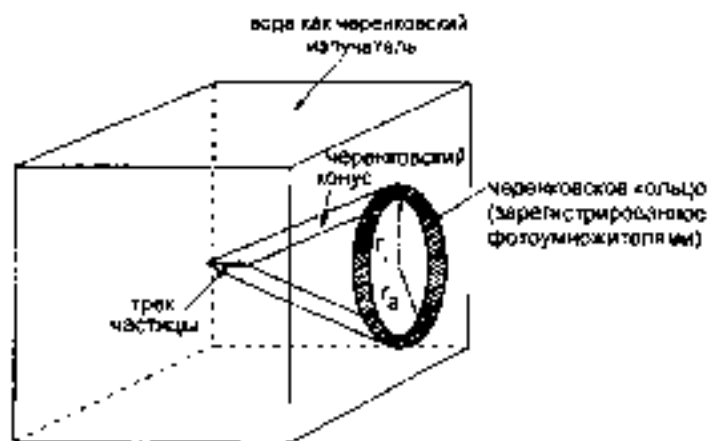
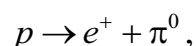


Рис. 12.14. Образование кольца черенковского света в эксперименте по поиску протонных распадов

Дальнейшее объединение этого электрослабого взаимодействия с сильными взаимодействиями между кварками, которые описываются квантовой хромодинамикой, возможно в «Теориях Великого Объединения» (GUT), в основе которых лежат группы симметрии SU(5) или SO(10). В таких моделях кварки и лептоны принадлежат к одному и тому же семейству элементарных частиц.

В этих теориях, пытающихся объединить электрослабые и сильные взаимодействия, протон уже более не является стабильным. В некоторых моделях он может распадаться, нарушая сохранение барионного и лептонного чисел, по следующему каналу:



в других моделях среди продуктов распада имеются  $K$ -мезоны.

Предсказываемое время жизни протона  $\sim 10^{30}$  лет настолько велико, что для регистрации редких распадов протона требуются детекторы большого объема. Поиск такого распада требует детекторов с очень большой массой, поэтому здесь может идти речь об использовании в качестве материала детектора только самых дешевых материалов, таких, как вода и железо. Подобный детектор можно создать из черенковских счетчиков с большим объемом воды (несколько тысяч тонн). В таких детекторах содержится достаточно большое число протонов для того, чтобы можно было увидеть несколько протонных распадов при времени измерения в несколько лет, если исходить из верности теоретического предположения. Продукты распада протонов обладают достаточной скоростью, чтобы возникло излучение Вавилова – Черенкова.

Для водяных черенковских детекторов требуется сверхчистая вода с высокой степенью прозрачности для того, чтобы можно было зарегистрировать черенковское излучение с помощью большого

количества ФЭУ. Фотоумножители можно установить в объеме детектора или на его внутренних поверхностях. Направление вылета продуктов распада (электроны и мюоны с обоими знаками заряда) и их вершину можно определить, используя хорошие временные свойства ФЭУ.

Заряженные частицы с коротким пробегом от распадов нуклонов производят характерное кольцо черенковского излучения (рис. 12.14). По

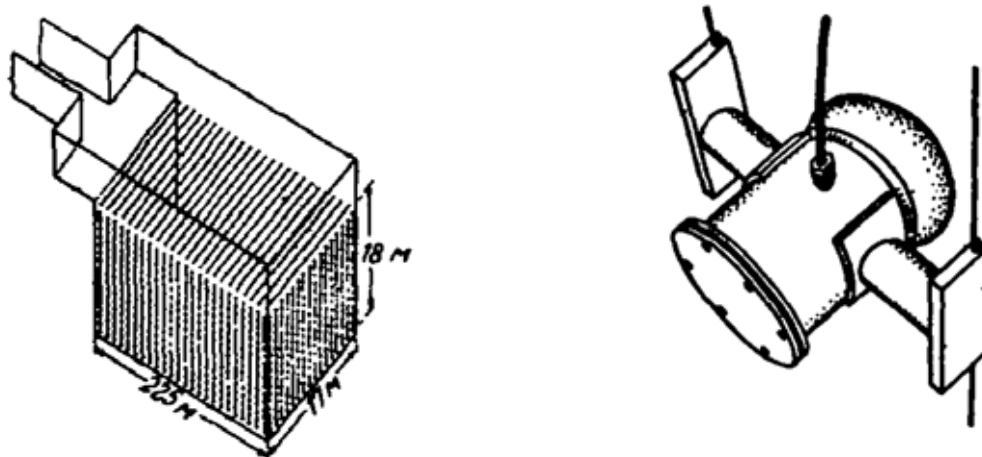


Рис. 12.15. Детектор для поиска распада протона коллаборации Ирвайн - Мичиган - Брукхейвен (IMB), использующий 2048 ФЭУ с диаметром фотокатода 100 мм, погруженные в воду в резервуаре. Используется конус черенковского света для регистрации частиц с  $\beta > 0,75$  [131]

величине внешнего радиуса  $r_a$  можно определить расстояние от стенки детектора до вершины распада.

Внутренний радиус  $r_i$  приблизительно соответствует пробегу заряженной частицы в воде до момента уменьшения её скорости ниже порога излучения Вавилова – Черенкова. По измеренному световыходу можно определить энергию частиц.

В детекторе коллаборации Ирвайн – Мичиган – Брукхейвен (IMB) используются 2408 ФЭУ с диаметром фотокатода 110 мм, которые распределены в объеме воды массой 6880 т (рис. 12.15). Сверху детектор защищен слоем грунта толщиной 660 м, он расположен в соляной шахте в Мортоне под озером Эри.

В другом подобном, но еще более крупном эксперименте на свинцовом руднике в Японии (1000 м под поверхностью земли) используются специально для этого разработанные ФЭУ со сферическим катодом диаметром 508 мм.

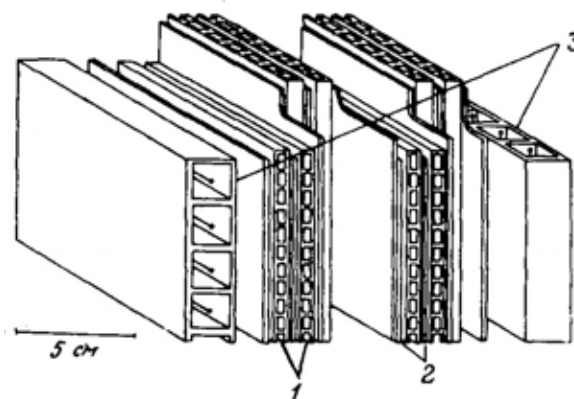


Рис. 12.16. Структура калориметра детектора Фреджус [12]: 1 – газоразрядные камеры; 2 – стальные листы; 3 – гейгеровские счетчики

Альтернативой этим черенковским детекторам являются калориметрические детекторы, которые представляют собой сэндвич из стальных пластин и позиционно-чувствительных счетчиков. Модульная структура такого детектора показана на рис. 12.16. Между стальными пластинами толщиной 1,5 мм располагается либо слой газоразрядных камер, либо слой пропорциональных счетчиков в гейгеровском режиме. Этот детектор установлен во французском туннеле Фреджюс и создан коллаборацией Сакле – Орсей – Аахен – Вупперталь, он имеет общую массу около 1000 т и объем  $6 \times 6 \times 12 \text{ м}^3$  (рис. 12.17) [12]. В отличие от черенковских детекторов, он чувствителен также к коротким следам заряженных частиц, так что можно получить лучшую дискриминацию фона от реакций, вызываемых нейтрино.

С помощью обоих описанных выше водных черенковских детекторов удалось 23 февраля 1987 г. в первый раз наблюдать нейтрино, рожденные при гравитационном коллапсе Сверхновой, удаленной на расстояние 50000 килопарсек (SN 1987A) в Большом Магеллановом облаке.

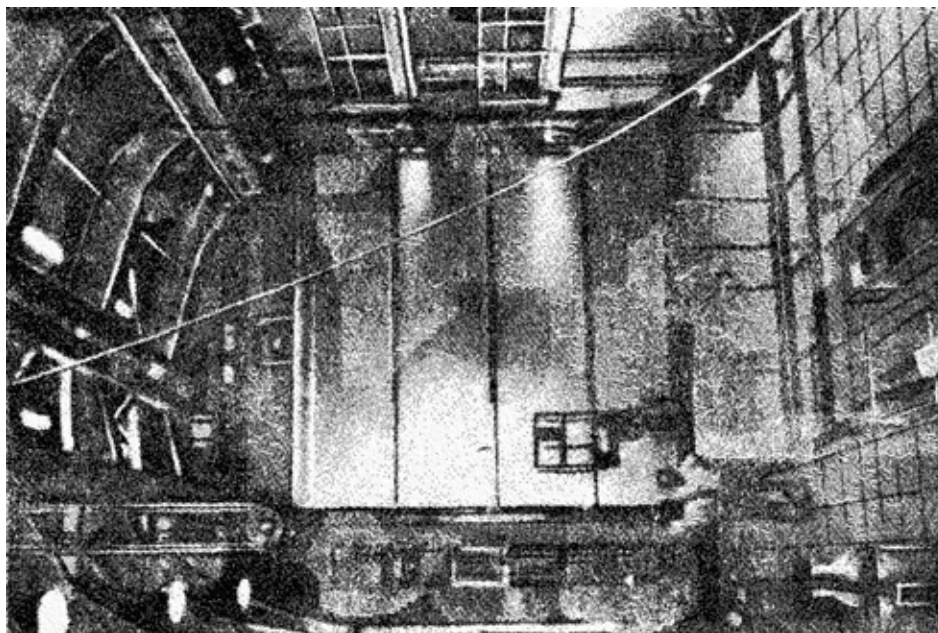


Рис. 12.17. Детектор для поиска распада протона в туннеле Фреджюс во время монтажа в камере

Нейтринная вспышка от SN 1987A наблюдалась также на подземном сцинтилляционном телескопе Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР. На этом же телескопе ранее был проведен единственный в СССР эксперимент по поиску распада протона.

Несмотря на то, что детекторы работают уже в течение нескольких лет, распадов протонов зарегистрировано не было. Исходя из этого, были установлены новые пределы для времени жизни протона, которое по этим оценкам составляет  $\tau > 10^{32}$  лет.



## 12.8. Детектор для реакций с адронами

В эксперименте, поставленном в CERN [21], на мишень из жидкого водорода, которая находится в воздушном промежутке большого дипольного магнита (рис. 12.18), падает пучок  $\pi$ -мезонов с энергией от 200 до 300 ГэВ. В неупругой  $\pi$ - $p$ -реакции при высокой энергии возникает 15–25 вторичных адронов, в основном  $\pi$ -мезонов, а также  $K$ -мезоны, нуклоны и тяжелые мезоны. Пример такой реакции показан на рис. 7.22.

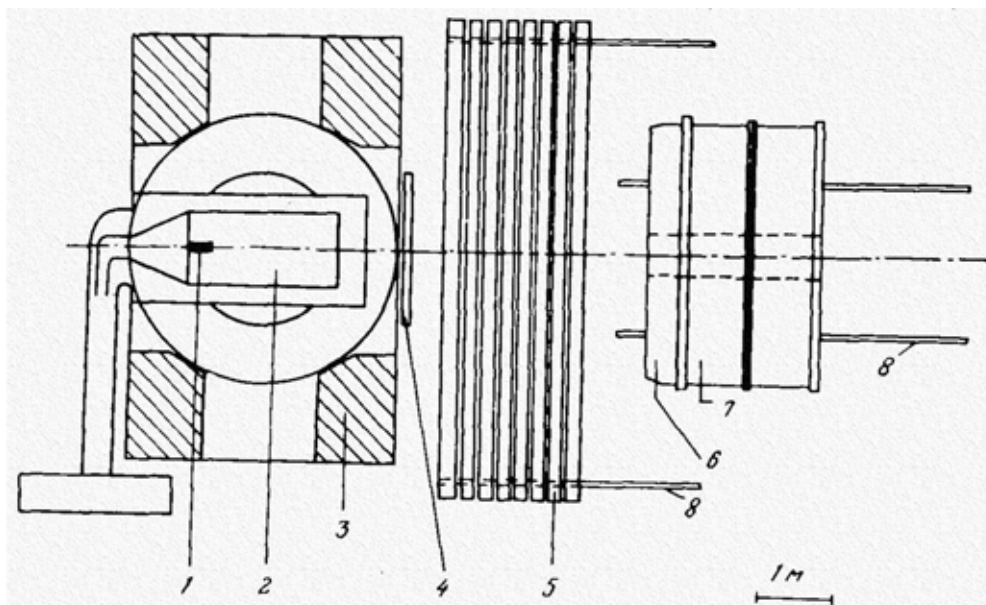


Рис. 12.18. Схема эксперимента NA 5 для поиска струй в адрон-адронных, столкновениях при высоких энергиях [21]: 1 – мишень; 2 – стримерная камера; 3 – вершинный дипольный магнит; 4 – пропорциональная камера; 5 – искровая камера; 6 – фотонный калориметр; 7 – адронный калориметр; 8 – рельсы

Вторичные частицы регистрируются в стримерной камере, которая непосредственно примыкает к мишени. Следы частиц искривлены, поскольку стримерная камера целиком расположена в магнитном поле. Точность измерения импульсов частиц по кривизне трека улучшается за счет определения координаты трека с помощью восьми искровых камер большой площади с магнитострикционным считыванием. Поскольку целью эксперимента является поиск струй ("jets") вторичных частиц при большом поперечном импульсе, адронный калориметр позади искровых камер служит для измерения энергии и для выбора событий (триггер) с большой передачей энергии в направлении, перпендикулярном пучку [132]. Область углов, перекрываемая калориметром, может меняться за счет перемещения калориметра по рельсам вдоль оси пучка относительно мишени.

## 1. ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

### 1.1. Взаимодействие излучения с веществом

1.1. Получить выражения, связывающие кинетическую энергию и импульс частиц в релятивистском случае. Убедиться, что при  $E \leq mc^2$ , выражения переходят в классические.

1.2. Экспериментатору предстоит исследовать спектр электронов в диапазоне кинетических энергий от 0,1 до 10 МэВ. На какой диапазон импульсов должна быть настроена магнитная система спектрометра.

1.3. Магнитная линза выделяет частицы с импульсом 1,55 МэВ/с, а затем черенковский детектор измеряет их скорость, которая оказалась равной  $v=0,95 \cdot c$ . Чему равна кинетическая энергия частиц? Чему равна полная энергия и что это за частицы?

1.4. При прохождении заряженной частицы через вещество ее электрическое поле взаимодействует с полем атомных электронов и может передавать им энергию, возбуждая или ионизуя атомы среды.

Получить выражение для удельных ионизационных потерь энергии заряженной частицы, масса которой больше массы электронов.

1.5. Найти минимум удельных потерь энергии, а также скорость и кинетическую энергию частицы, соответствующие минимуму. Учесть, что средний потенциал ионизации (для водорода и урана) равен  $\bar{I}=15,6$  эВ для  $H_2$  и  $\bar{I}=810$  эВ для  $U$ .

1.6. Вычислить удельные потери энергии  $\alpha$ -частицы с энергией 5,15 МэВ в газообразном аргоне  ${}^{40}_{18}Ar$ .

1.7. Сравните удельные потери энергии в начальных участках треков  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц с энергией 1 МэВ в кристалле  $NaI$  ( ${}^{23}_{11}Na$   ${}^{127}_{53}I$ ).

1.8. Образование  $\delta$ -электрона обычно рассматривают, считая соударения налетающей частицы с атомными электронами упругими, т.е. пренебрегая энергией связи атомных электронов, а также энергией их кинетического движения. Пусть заряженная частица с импульсом  $P$ , упруго рассеивается на покоящемся электроне. Вычислить импульс рассеянной частицы, как функцию угла, под которым вылетают  $\delta$ -электроны. Найти максимальную энергию, теряемую частицей при столкновении.

1.9. Получить выражение для спектра  $\delta$ -электронов, рассматривая образование  $\delta$ -электронов как результат упругого соударения налетающей частицы с атомными электронами и считая, что энергия, передаваемая частицей  $\delta$ -электрону, равна энергии, потерянной частицей в столкновении.

1.10. Вычислить число  $\delta$ -электронов, имеющих энергию  $>1$  кэВ и образованных на 1 см пробега протоном с энергией 500 МэВ в газообразном

аргоне при нормальном давлении (плотность  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  равна  $1,7837 \text{ кг/м}^3$  при нормальном давлении и температуре).

1.11. В пузырьковой камере пузырьки вырастают на следах  $\delta$ -электронов, если их энергия больше некоторой критической, равной  $165 \text{ эВ}$  в жидком водороде. Вычислить число пузырьков на  $1 \text{ см}$  пути мюона с энергией  $314 \text{ МэВ}$  в жидководородной пузырьковой камере. Масса мюона равна  $1,8835 \cdot 10^{-28} \text{ кг}$  или  $0,113428 \text{ а. е. м.}$ ;  $m_\mu \cdot c^2 = 105,658389 \text{ МэВ}$ ; плотность жидкого водорода  $\rho = 0,0708 \text{ т/м}^3$  при температуре  $T = -252,8^\circ \text{ С}$ .

1.12. При взаимодействии заряженной частицы с зарядом  $ze$  и массой  $m$ , движущейся со скоростью  $v$  на расстоянии  $b$  от покоящейся частицы с зарядом  $z'e$ , налетающая частица отклоняется на угол  $\vartheta$ . Определить этот угол.

1.13. Определить, как различаются углы, на которые рассеется заряженная частица с зарядом  $ze$  и массой  $m$ , движущаяся со скоростью  $v$ , при столкновении с электроном или ядром с зарядом  $Ze$ . Параметр соударения (*прицельный параметр*) равен  $b$ .

1.14. Найти дифференциальное сечение рассеяния на угол  $\vartheta$  заряженных частиц с зарядом  $ze$  и массой  $m$ , движущихся со скоростью  $v$ , на покоящихся атомных ядрах с зарядом  $Ze$ . Вычислить дифференциальное сечение рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией  $5,15 \text{ МэВ}$  в телесный угол  $d\Omega$  на угол  $\vartheta = 60^\circ$  в  $\text{Cu}$ .

1.15. Соотношение пробег-энергия для протонов в воздухе в диапазоне энергий протонов  $2\text{--}200 \text{ МэВ}$  имеет вид  $R_p = 1,8 \cdot E_p^{1,8}$ . Получить соотношение пробег - энергия для дейтронов в воздухе. Указать диапазон энергий, для которого это соотношение справедливо.

1.16. Дейтроны с энергией  $15 \text{ МэВ}$  попадают в ионизационный детектор через окошко из  $\text{Al}$  фольги толщиной  $0,02 \text{ см}$ . Определить энергию частиц в детекторе. Учесть, что соотношение пробег-энергия для протонов в воздухе в диапазоне энергий протонов  $2\text{--}200 \text{ МэВ}$  имеет вид  $R_p = 1,8 \cdot E_p^{1,8}$ .

1.17. Считая, что на всем пробеге выполняется условие  $R = a \cdot E^b$  получить выражение для распределения ионизации по длине пробега (для кривой Брэгга)

$$\frac{d(E_0 - E_x)}{dx} = \bar{\omega} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

## 1.2. Ионизационные и сцинтилляционные детекторы. Трековые приборы

2.1. Вычислить форму электронной компоненты импульса тока в плоской ионизационной камере для частицы, вылетевшей из расположенного на отрицательном электроде источника перпендикулярно его плоскости. Пробег частицы распределен по пробегу в соответствии с кривой Брэгга

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot b \cdot R_0} \cdot \left(1 - \frac{x}{R_0}\right)^{\frac{1}{b}-1}.$$

2.2. Получить выражение для импульса напряжения, возникающего на выходе детектора, который включен последовательно с сопротивлением нагрузки, если в детекторе формируется импульс тока  $i(t)$ .

2.3. Вычислить форму ионной компоненты импульса тока в цилиндрической камере для заряженной частицы, пролетевшей параллельно оси камеры на расстоянии  $r_0$  от оси и образовавшей заряд  $q_0$ . Радиус анода  $r_i$ , катода –  $r_a$ . К электродам приложено напряжение  $U$ .

2.4. Вычислить время собирания заряда в цилиндрической камере, заполненной жидким ксеноном –  $Xe$ . Заряды образуются при поглощении  $\gamma$ -квантов равномерно по объему камеры. Образованный в центре камеры заряд можно считать точечным. Радиус анода  $r_i = 0,05$  см, радиус катода –  $r_a = 1,1$  см. К электродам приложено напряжение  $U = 6,2$  кВ. Принять, что для жидкого  $Xe$  подвижность положительных ионов  $u^+ = 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/с·В, а скорость дрейфа электронов почти не зависит от напряженности электрического поля и равна  $v^- = 2 \cdot 10^5$  см/с

2.5. Плоская камера облучается таким образом, что заряды образуются равномерно по объему камеры с постоянной скоростью. Пренебрегая рекомбинацией, диффузией и образованием объемных зарядов, получить выражения для плотности тока положительных и отрицательных зарядов.

2.6. Получить выражение для формы импульса на выходе пропорционального счетчика при  $RC$  много больше времени собирания положительных ионов.

2.7. Пропорциональный счетчик с электродами радиусами  $r_i = 0,0125$  см и  $r_a = 1,1$  см, заполненный  $Ar$  до  $1,33 \cdot 10^4$  Па, облучается релятивистскими протонами, проходящими по диаметру. Коэффициент газового усиления равен  $\mu = 55$ . К электродам приложено напряжение  $U = 800$  В. Вычислить полную амплитуду импульса заряда, полное время собирания ионов, а также время достижения амплитуды  $0,5 Q_{\max}$  и  $0,25 Q_{\max}$ .

2.8. Какая масса воды достаточна для насыщения парами 10-литрового объема камеры Вильсона при температуре 23.°С (используйте данные табл. П.1.1).

2.9. Определить температуру  $t_2$  в камере Вильсона непосредственно после ее быстрого расширения. Камера наполнена смесью воздух – водяной пар, для которой  $\gamma = C_p/C_v = 1,4$ . Температура стенок камеры  $t_1 = 20^\circ$  С, температурный коэффициент объемного расширения  $k = V_2/V_1 = 1,25$  ( $V_1$  – начальный,  $V_2$  – конечный объем камеры).

2.10. Пересыщением  $S$  в камере Вильсона называют отношение плотности пара  $\rho_1$  непосредственно после расширения (но до конденсации) к

плотности насыщенного пара  $\rho_2$  при температуре  $T_2$  также непосредственно после расширения. Найти выражение для пересыщения в функции от парциальных давлений  $p_1$  и  $p_2$  пара до, и после расширения, температурного коэффициента объемного расширения  $k = V_2/V_1$  и отношения удельных теплоемкостей  $\gamma = C_p/C_v$  смеси.

2.11. Если  $\gamma_g$  и  $\gamma_{\text{пар}}$  – отношения удельных теплоемкостей  $C_p/C_v$  газа и пара в камере Вильсона, то коэффициент  $\gamma$  – смеси может быть определен по формуле Рихарца

$$\frac{1}{\gamma - 1} = \frac{1}{\gamma_g - 1} \cdot \frac{p_g}{p_g + p_{\text{пар}}} + \frac{1}{\gamma_{\text{пар}} - 1} \cdot \frac{p_{\text{пар}}}{p_g + p_{\text{пар}}},$$

где  $p_g$  и  $p_{\text{пар}}$  – парциальные давления газа и пара.

Таблица П.1.1

Давление паров воды и этилового спирта при различных температурах

Температура, ° С	Давление, мм рт. ст.		Температура, ° С	Давление, мм рт. ст.	
	вода	этиловый спирт		вода	этиловый спирт
35	42,188		5	6,54	17,70
30	31,834	78,41	4	6,01	16,62
28	28,35	70,09	3	5,68	15,69
25	23,76	59,03	2	5,29	14,60
24	22,38	55,70	1	4,92	13,65
23	21,07	52,54	0	4,58	12,73
22	19,83	49,54	-1	4,25	–
21	18,65	46,69	-2,0	3,95	–
20	17,54	44,00	-2,8	–	9,49
19	16,48	41,45	-3,0	3,67	–
18	15,48	39,05	-4,0	3,40	–
17	14,53	36,77	-5,0	3,16	–
16	13,64	34,62	-6,0	2,93	–
15	12,79	32,60	-7,0	2,71	–
14	11,99	30,69	-8,0	2,51	–
13	11,23	28,89	-9,0	2,32	–
12	10,52	27,19	-10,0	2,14	6,47
11	9,84	25,59	-10,6	–	5,20
10	9,21	24,08	-11,0	1,98	–
9	8,61	22,66	-12,0	1,83	–
8	8,05	21,31	-13,0	1,68	–
7	7,51	20,04	-16,5	–	3,23
6	7,01	18,84	-24,5	–	1,72

Камера Вильсона работает на смеси воздуха с водяным паром. Найти ее пересыщение для:

1)  $p = 200$  мм рт. ст., 2)  $p = 11400$  мм рт. ст. Начальная температура камеры  $25^\circ \text{C}$ ; температурный коэффициент объемного расширения  $k = 1,2$ ;

$\gamma_{\text{воздух}} = 1,4$ ;  $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} = 1,3$ . Найти пересыщение при тех же давлениях, когда вместо водяного пара используется спирт ( $\gamma_{\text{спирт}} = 1,25$ ).

2.12. Когда температурный коэффициент объемного расширения (в системе пар – воздух) превосходит 1,37, то даже при отсутствии ионизирующего источника во всей камере Вильсона появляется густой туман, который затем оседает. Определить, какое пересыщение соответствует такому расширению, если начальная температура  $t_1 = 20^\circ \text{C}$ , а  $\gamma = 1,374$ .

2.13. Из-за соударения  $\alpha$ -частиц с ядрами атомов в конце прямолинейных треков иногда заметны резкие изломы. Обычно на 100 следов  $\alpha$ -частиц один след имеет излом. Вдоль трека  $\alpha$ -частицы образуются  $\sim 3 \cdot 10^5$  капелек тумана, из которых около одной трети возникают при первичной передаче энергии электрону атома. Определить относительную вероятность соударения  $\alpha$ -частицы с ядром по сравнению с вероятностью соударения с атомом.

2.14. По сравнению с  $\alpha$ -частицами (см. задачу 2.13)  $\beta$ -частицы образуют в камере Вильсона значительно более тонкие следы (около 50 ионов на 1 см длины). Следы  $\beta$ -частиц имеют прерывистый характер. Следы медленных  $\beta$ -частиц чрезвычайно извилисты. Определить на рис. П.1.1 следы  $\alpha$ -частиц, а также быстрых и медленных  $\beta$ -частиц.

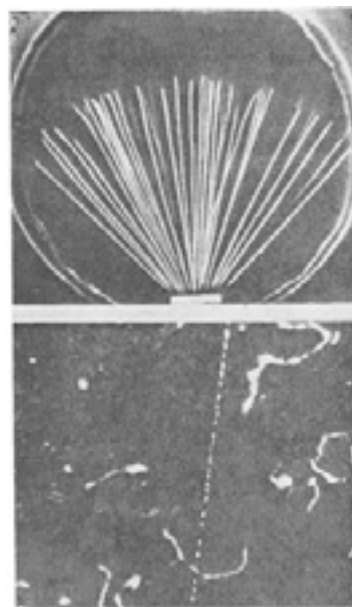


Рис. П.1.1

2.15. На рис. П.1.2 приведена фотография, полученная в камере Вильсона, находящейся в магнитном поле. Свинцовая фольга подвергалась просвечиванию  $\gamma$ -лучами с энергией 17 МэВ. Определить частицы, наблюдаемые в камере, и направление полета  $\gamma$ -квантов.

2.16. На рис. П.1.3, П.1.4 приведены две фотографии камеры Вильсона, наполненной гелием и работающей в пучке  $\gamma$ -излучения синхротрона с энергией не более 150 МэВ. Определить следы каких частиц зарегистрированы на этих фотографиях.

2.17. На рис. П.1.5 изображена фотография, полученная в камере Вильсона в магнитном поле с индукцией 1,8 Тл. Треки, указанные стрелками, вызваны электронами. Какой частице принадлежит центральный след?

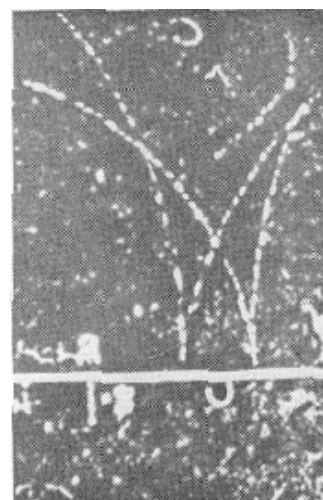


Рис. П.1.2

2.18. С помощью камеры Вильсона производится попытка обнаружения двойного  $\beta$ -распада в  $\text{Ca}^{48}$ . С этой

целью достаточно тонкий образец кальция массой 5 г, обогащенный до 85% изотопом  $Ca^{48}$ , помещается в камеру таким образом, что двойной  $\beta$ -распад, происходящий во время фотографирования, длящегося 0,15 с, может быть зарегистрирован. Геометрическая эффективность установки составляет 0,75. Определить, какое количество фотографий необходимо получить, чтобы убедиться, что период полураспада ядра превышает  $10^{19}$  лет.

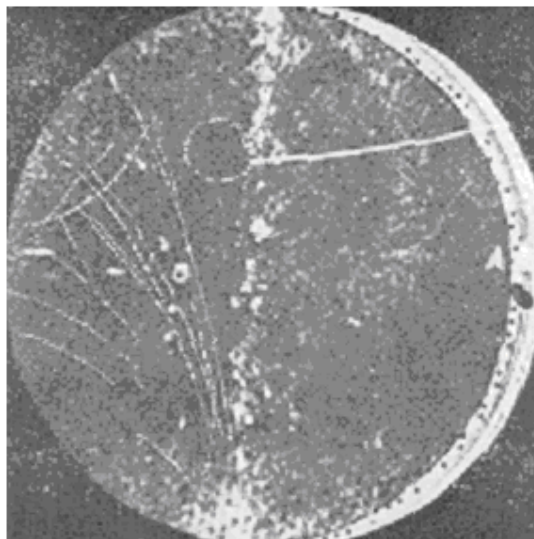


Рис. П.1.3

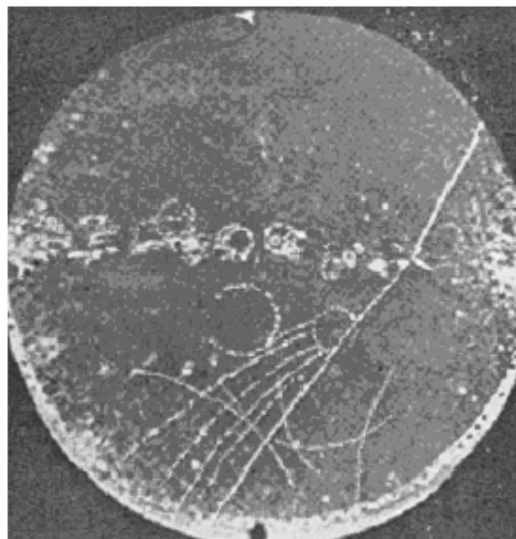


Рис. П.1.4

2.19. Определить энергию электрона  $E$ , если радиус кривизны  $r$  его следа в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле  $B = 1,0$  Тл, составляет 2 м.

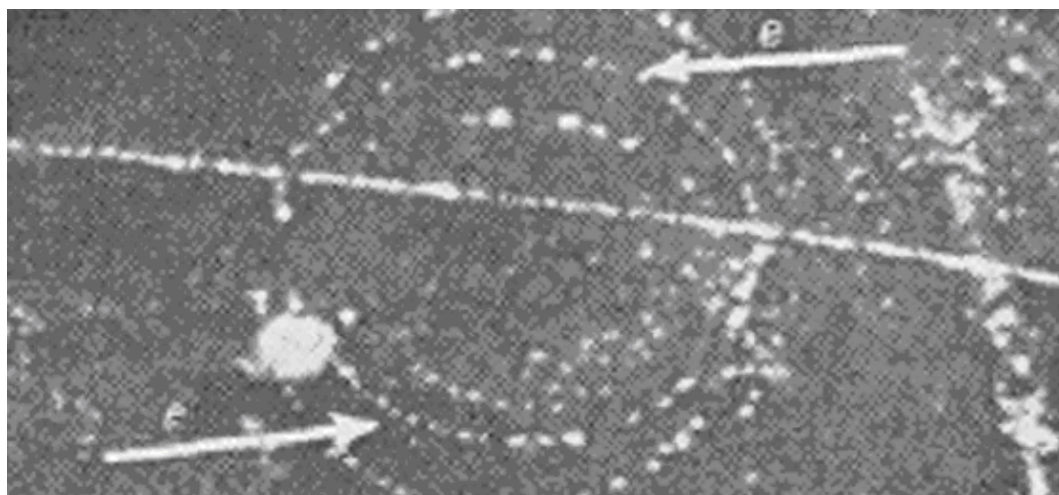


Рис. П.1.5

2.20. Определить кинетическую и полную энергии протона по кривизне его следа в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле  $B = 1.0$  Тл, если измеренная длина стрелы сегмента  $h = 2,5$  мм при хорде  $a = 20$  см.

2.21. Ионизирующие частицы, проходя через фотоэмульсию, воздействуют на кристаллы бромистого серебра таким образом, что после проявления они образуют ряд черных зерен галоидного серебра, расположенных вдоль следа

частицы. Плотность зерен зависит от типа эмульсии, способа проявления и возрастает с увеличением удельных потерь энергии ионизирующей частицы.

Выражение для средней потери энергии частицей на единице пути имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 \cdot NZ}{(4\pi \cdot \epsilon_0)^2 m v^2} \cdot \left[ \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right],$$

где  $ze$  – заряд частицы,  $v$  – ее скорость,  $NZ$  – число электронов в  $1 \text{ см}^3$  вещества (с атомным номером  $Z$ , атомным весом  $A$ ),  $m$  – масса электрона.

В удобном для вычислений виде формула для  $(-dE/dx)$  может быть записана следующим образом

$$\left( -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} \approx 2C \cdot \left[ \ln \frac{1.02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right],$$

где  $C = 0,154 \cdot \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[ \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}} \right]$ ;  $\beta = v/c$  – отношение скорости частицы к скорости света.

- Как определить направление движения частицы по ее следу в эмульсии?
- Как относятся удельные потери энергии для протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц при равных скоростях и соответственно при равных энергиях частиц?
- Протоны, дейтроны и  $\alpha$ -частицы имеют в эмульсии одинаковый пробег 100 мкм. Как относятся их удельные потери энергии в начале пробега?

Таблица П.1.2

Соотношение пробег – энергия для частиц в эмульсии

Пробег, мкм	Энергия, МэВ				Пробег, мкм	Энергия, МэВ			
	$p$	$d$	$t$	$\alpha$		$p$	$d$	$t$	$\alpha$
5	0,47	0,58	0,63	1,50	60	2,60	3,37	3,80	10,30
10	0,78	0,98	1,10	2,84	70	2,88	3,79	4,20	11,35
20	1,26	1,60	1,82	4,86	80	3,10	4,05	4,60	12,35
30	1,66	2,10	2,40	6,47	90	3,35	4,35	5,00	13,25
40	2,00	2,55	2,89	7,85	100	3,60	4,65	5,30	14,23
50	2,32	2,97	3,37	9,10	150	4,60	6,00	7,00	18,25

2.22. Зависимость пробега заряженной частицы в веществе от ее скорости имеет следующий вид:

$$R = \frac{M}{mz^2} g(v),$$

где  $M$  – масса частицы,  $z$  ее заряд (элементарный заряд принят за единицу),  $v$  – скорость частицы,  $m$  – масса электрона,  $g(v)$  – функция, не зависящая ни от заряда, ни от массы (табл. П.1.2).



а) Следы протонов, дейтронов и тритонов в эмульсии имеют на равных участках следа одинаковое число зерен. Как относятся между собой остаточные пробеги и энергии этих частиц?

б) Известно соотношение пробег – энергия для протонов (табл. П.1.2). Найти соотношение пробег – энергия для тритонов в том же веществе.

в) Для протонов известна зависимость числа зерен  $N$  (на участке  $\tau$ ) от пробега  $R$  и  $E = f(R)$ . Как определить энергию дейтронов и тритонов, следы которых не оканчиваются в эмульсии?

2.23. По каким признакам можно различить следы медленных  $\pi^-$  - и  $\pi^+$  -мезонов, оканчивающихся в эмульсии?

2.24. В состав ядерных эмульсий входят легкие элементы  $H, C, N, O$  и тяжелые  $Ag, Br$  (~0,6% составляют  $S, I, Au$ ). При исследовании взаимодействия частиц с указанными ядрами фотоэмульсии могут быть использованы в качестве мишеней, являясь одновременно детекторами заряженных продуктов реакции.

На рис. П.1.6 показаны случаи расщепления легкого ядра  $\gamma$ -квантом на три одинаковые частицы. Определить, на каком ядре и какая произошла реакция.

2.25. На уровне моря плотность потока мюонов космических лучей составляет  $1/(\text{мин}\cdot\text{см}^2)$ , причем каждый мюон на 1 см пути в воздухе при нормальном атмосферном давлении создает 85 пар ионов. Вычислить ток, создаваемый мюонами в цилиндрической ионизационной камере с радиусом 20 см и высотой 30 см, наполненной воздухом при давлении 5 атм. Камера расположена вертикально. Считать, что ионизация создается только частицами, падающими на камеру вертикально.

2.26. Определить число космических частиц, прошедших через ионизационную камеру диаметром 8 см, если изменение потенциала собирающего электрода составило 0,2 В. Камера наполнена воздухом при давлении 1 атм. Емкость системы собирающего электрода равна 10 пФ. В среднем на 1 см пути в воздухе одна

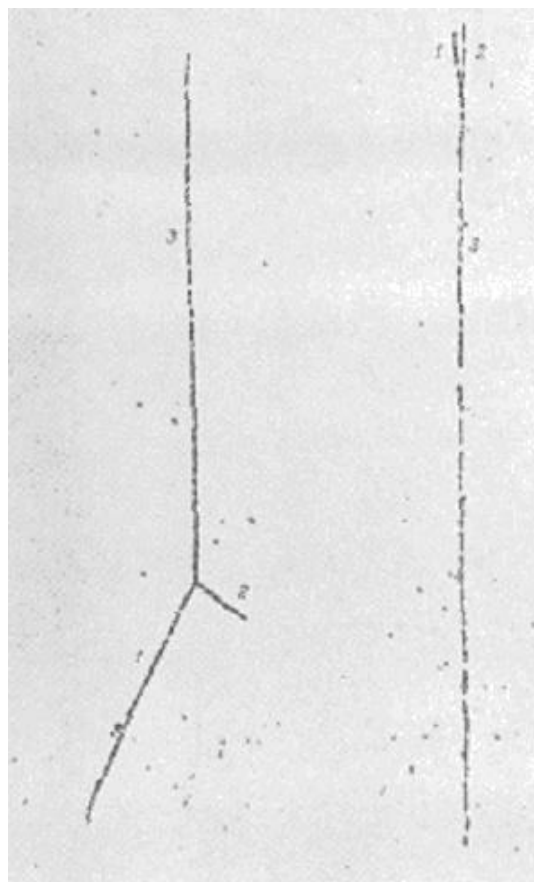


Рис. П.1.6

космическая частица создает 60 пар ионов. Частицы падают перпендикулярно к оси камеры.

2.27. Определить средний путь электронов в рабочем объеме камеры (так называемую *эффективную* глубину камеры), если угловое распределение электронов, попадающих в камеру, изотропно. Геометрическая глубина камеры равна  $d$ .

2.28. При работе с ионизационными камерами на электронных ускорителях следует учитывать, что рекомбинация ионов в камере в этом случае будет определяться не средней интенсивностью, а интенсивностью в импульсе, длительность которого обычно бывает порядка  $10^{-5}$  с. Степень достижения режима насыщения в плоскопараллельной ионизационной камере в этом случае определяется уравнением

$$\frac{I}{I_{\text{нас}}} = \frac{\ln(1 + \Lambda)}{\Lambda},$$

где  $\Lambda = \frac{2,09 \cdot 10^9 \alpha \cdot d^2 J}{(u^+ + u^-) \cdot U_0}$ ;  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации ионов,  $u^+$  и  $u^-$  –

подвижности положительных и отрицательных ионов,  $J$  – интенсивность (в рентгенах)  $\gamma$ -излучения в импульсе,  $d$  и  $U_0$  – расстояние и разность потенциалов между электродами камеры. Используя эту формулу, определить, какая максимальная интенсивность может быть измерена с помощью ионизационной камеры, расстояние между электродами которой равно 1 см, а напряженность поля 3000 В/см, при условии, что ионизационный ток должен составлять не менее 98% от тока насыщения. За секунду через камеру проходит 25 импульсов  $\gamma$ -излучения;  $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-6}$ ;  $u^+ = 1,3$  см/с,  $u^- = 1,8$  см/с.

2.29. Калориметрические измерения часто используются для определения интенсивности  $\gamma$ -излучения мощных радиоактивных источников и электронных ускорителей. Предназначенный для этих целей калориметр представляет собой свинцовый цилиндр, установленный в эвакуированном сосуде на подставках, обладающих ничтожно малой теплопроводностью. Размеры цилиндра должны быть таковы, чтобы измеряемое излучение поглощалось полностью. Определить, за какое время температура такого калориметра повысится на  $5^\circ$  К, если теплоемкость его равна 22 кал/К $^\circ$ , а внутрь цилиндра помещен источник  $^{60}\text{Co}$  активностью 2 Ки. При одном распаде  $^{60}\text{Co}$  выделяется энергия 2,6 МэВ.

2.30. Препарат полония активностью 0,1 Ки помещен в калориметр теплоемкостью 1 кал/К. Найти повышение температуры, происходящее за 1 ч, если известно, что полоний испускает  $\alpha$ -частицы с энергией 5,3 МэВ.

2.31. Число фотонов  $N_\phi$ , образуемых в сцинтилляционном счетчике при прохождении через него заряженной частицы, можно определить по формуле  $N_\phi = \eta_k \cdot E_\pi / E_\phi$ , где  $E_\pi$  – энергия, теряемая частицей в кристалле,  $E_\phi$  – средняя энергия спектра испускаемых фотонов, а  $\eta_k$  – эффективность

счетчика. Для антрацена  $\eta_k = 0,04$ , а средняя длина волны спектра излучения 445 нм. Определить энергию, идущую на образование одного фотона.

2.32. Определить число фотонов в световом импульсе, создаваемом в кристалле фосфора  $\text{NaI(Tl)}$  релятивистским протоном, если энергия, теряемая протоном в кристалле, равна 2 МэВ, а эффективность и средняя длина волны спектра излучения равны соответственно 0,084 и 410 нм.

2.33. Сцинтилляционные счетчики используются как для регистрации заряженных частиц, так и для регистрации рентгеновских и  $\gamma$ -лучей. Определить эффективность регистрации сцинтилляционным счетчиком  $\gamma$ -квантов, если эффективность регистрации заряженных частиц равна 100% (использовать следующие величины:  $d$  – толщина счетчика,  $\mu$  – коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов в кристалле).

2.34. Вследствие относительно большой плотности ( $\rho = 3,67 \text{ г/см}^3$ ), а также вследствие относительно большого атомного номера йода ( $Z = 53$ ) кристаллы фосфора  $\text{NaI(Tl)}$  особенно удобны для регистрации рентгеновских и  $\gamma$ -лучей. Какова интенсивность потока  $\gamma$ -квантов  $N_\phi$ , если в кристалле  $\text{NaI(Tl)}$  толщиной  $d = 2$  см за 1 мин возникло 240 световых импульсов? Коэффициент поглощения фотонов в кристалле равен  $\mu = 0,126 \text{ см}^{-1}$ .

2.35. Импульс света в сцинтилляционном счетчике регистрируется с помощью фотоумножителя. Определить величину импульса напряжения  $V$  на выходе фотоумножителя, если при очередном световом импульсе в кристалле из фотокатода умножителя было выбито  $N_0 = 500$  электронов. Коэффициент умножения фотоумножителя  $\mathcal{M} = 2 \cdot 10^6$ , а емкость анода (по отношению к Земле) составляет  $C = 10$  пФ.

2.36. Определить амплитуду импульса напряжения на выходе фотоумножителя при прохождении через антраценовый кристалл быстрых электронов, если известно, что каждый электрон теряет при этом 2,5 МэВ, а на фотокатод умножителя попадает около 70% от образовавшихся в кристалле фотонов. Эффективность фотоумножителя  $C_\phi = 0,05$ . Остальные характеристики фотоумножителя и кристалла даны в задачах 2.31 и 2.35.

2.37. На выходе фотоумножителя регистрируются импульсы с амплитудой  $V \geq 10$  В. Определить минимальную энергию протонов, регистрируемых схемой, если эффективность фотоумножителя равна 0,07; коэффициент умножения фотоумножителя  $\mathcal{M} = 10^7$ , емкость анода (по отношению к Земле) 8 пФ, а в качестве сцинтиллятора используется стильбен (средняя длина волны спектра излучения  $\lambda = 410$  нм, эффективность кристалла 0,024). На фотокатод падает около 65% от полного числа фотонов, образуемых при отдельном световом импульсе.

2.38. Через счетчик Гейгера – Мюллера проходит  $10^9$  электронов за один разряд. Вычислить средний ток, проходящий через счетчик, если происходит 600 разрядов в минуту.

2.39. Определить порог  $V_{\text{порог}}$  пропорциональной области счетчика, наполненного аргоном при давлении  $p = 60$  мм рт. ст. При достижении порога напряженность электрического поля вблизи нити становится такой, что электрон на длине свободного пробега приобретает энергию, достаточную для ионизации ударом. Радиус счетчика  $r_a = 1$  см, радиус нити  $r_i = 0,005$  см. Средняя длина пробега электрона в аргоне при давлении 1 мм рт. ст.  $\lambda_0 = 6,8 \cdot 10^{-2}$  см; потенциал ионизации аргона  $V_{\text{ion}} = 15,8$  В.

2.40. Найти амплитуды импульсов напряжения от пропорционального счетчика при прохождении через него:

- $\alpha$ -частицы с энергией 3,5 МэВ;
- быстрого электрона.

Счетчик имеет диаметр  $d = 2,2$  см и наполнен аргоном при давлении 100 мм рт. ст. Удельная ионизация быстрыми электронами в аргоне – 70 пар ионов на 1 см при давлении 1 атм. Пробег  $\alpha$ -частицы в аргоне – 1,9 см. Средняя энергия образования одной пары ионов – 25,4 эВ. Коэффициент газового усиления счетчика  $\mu = 10^4$ . Емкость нити  $C = 15$  пФ.

*Указание.* Средний путь, проходимый  $\alpha$ -частицами в счетчике, равен 1,7 см; средний путь, проходимый электроном, определяется по формуле  $l = \pi d / 4$ .

2.41. Разрешающим временем счетчика называется время, необходимое счетчику для возвращения в рабочее состояние после срабатывания. Для сцинтилляционного счетчика разрешающее время определяется временем высвечивания. Пусть  $N$  – истинное число частиц, проходящих через счетчик в 1 с, а  $n$  – полученное экспериментально число срабатываний счетчика в секунду. Найти разрешающее время счетчика.

2.42. При снятии характеристики счетчика Гейгера – Мюллера использовались два радиоактивных источника неизвестной интенсивности. Каждый из источников можно было закрывать экраном. При попеременном перекрытии экраном первого или второго источников было зарегистрировано  $n_1$  и  $n_2$  срабатываний счетчика в секунду. Когда оба экрана были убраны, счетчик срабатывал  $n_{12}$  раз в секунду. Определить разрешающее время счетчика, если  $n_1 = 100$ ,  $n_2 = 155$ ,  $n_{12} = 248$ .

2.43. Счетчик срабатывает 1000 раз в секунду. Разрешающее время счетчика равно  $2 \cdot 10^{-4}$  с. Найти истинную частоту исследуемого события.

2.44. Время высвечивания стильбена равно приблизительно  $\tau = 7 \cdot 10^{-9}$  с. Разрешающее время фотоумножителя  $1,5 \cdot 10^{-9}$  с. Определить число импульсов  $n$  на выходе фотоумножителя, если число электронов, падающих на стильбен,  $N_e = 5 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ .

2.45. Разрешающее время счетчика  $\tau_1 = 3 \cdot 10^{-5}$  с, разрешающее время регистрирующего устройства  $\tau_2 = 2,5 \cdot 10^{-4}$  с ( $\tau_2 > \tau_1$ ).

Найти число зарегистрированных частиц, если число частиц, падающих на счетчик, равно  $N = 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

2.46. Два одинаковых счетчика соединены по схеме совпадений, т.е. регистрируются только те случаи, когда одновременно через оба счетчика проходит ионизирующая частица. Пусть разрешающее время счетчиков равно  $\tau$ , среднее число частиц, прошедших через первый счетчик, равно  $n_1$ , а через второй –  $n_2$ . Определить число случайных совпадений.

### 1.3. Эффективность регистрации и методы ядерной спектроскопии

3.1. Из источника в случайном направлении вылетают частицы, причём все направления равновероятны. Вычислить вероятность частицам вылететь из источника под полярным углом  $\varphi$  и азимутальным углом  $\psi$ .

3.2. Параллельный пучок частиц падает на поверхность сферического детектора. Вычислить средний путь частицы через детектор (в полярной системе координат).

3.3. Параллельный пучок частиц падает на поверхность цилиндрического детектора перпендикулярно его оси. Вычислить средний путь частицы через детектор.

3.4. Вычислить телесный угол, охватываемый конусом, половина угла раствора которого равна  $15^\circ$ .

3.5. Вычислить телесный угол, под которым детектор в виде плоского диска радиусом 3 см видит точечный источник, расположенный над центром диска на расстоянии 4 см.

3.6. Какому углу при вершине конуса соответствует телесный угол, равный 1 стерадиану.

3.7. Для регистрации излучения от заданного источника и для защиты от фона используют коллиматоры. Вычислить долю полного потока от изотропного источника, вырезаемую цилиндрическим коллиматором длиной 5 см и диаметром 1 см.

3.8. Торцовый счетчик Гейгера, имеющий входное окно площадью  $0,4 \text{ см}^2$  облучается  $\beta$ -источником, представляющим собой тонкую плоскую пластину со сторонами  $2,2 \times 3,8 \text{ см}^2$ , расположенную на расстоянии 5 см от окна счетчика. Вычислить телесный угол, вырезаемый окном счетчика из изотропного источника излучения.

3.9. На детектор в виде плоской пластинки толщиной  $d$  падает параллельный пучок квантов плотностью  $n_0$ . Вычислить число квантов, поглощенных в детекторе, если коэффициент поглощения равен  $\mu$ , а площадь детектора  $S$ .

3.10. В две идентичные ионизационные камеры помещены 2 источника: в одну  $^{226}\text{Ra}$ , а в другую  $^{60}\text{Co}$ . Активность источников подобрана таким образом, чтобы токи в камерах оказались одинаковыми и равными  $3 \cdot 10^{-10} \text{ А}$ . Камеры включены навстречу друг другу, так, что разностный ток почти равен

нулю с погрешностью  $5 \cdot 10^{-14}$  А. Через 115 часов ток в цепи стал равным  $5,3 \cdot 10^{-13}$  А. Чему равен период полураспада  $^{60}\text{Co}$ ? Какова погрешность его определения? Для радиуса период полураспада равен 1600 лет.

3.11. Плоскостной  $\text{Ge(Li)}$  детектор толщиной  $d = 1,3$  см облучается точечным источником  $\gamma$ -квантов с энергией 1 МэВ через коллиматор. Угол при вершине конуса, вырезаемого коллиматором из изотропного источника, равен  $2\varphi = 36^\circ 50'$  (рис. П.1.7). Вычислить полную эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов.

3.12. Точечный источник излучающий  $\gamma$ -кванты с  $E = 0,8$  МэВ, находится на оси цилиндрического сцинтилляционного детектора  $\text{NaI(Tl)}$  на расстоянии от него 5 см. Диаметр сцинтиллятора 40 мм. Вычислить полную эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов.

3.13. Во многих случаях форму спектральной линии можно описать нормальным распределением. Мерой ширины распределения является параметр  $\sigma$ , который равен расстоянию от абсциссы максимума, до абсциссы точки перегиба. Однако на практике принято пользоваться шириной распределения на половине высоты  $\Gamma$ . Получить формулу, связывающую  $\sigma$  и  $\Gamma$ .

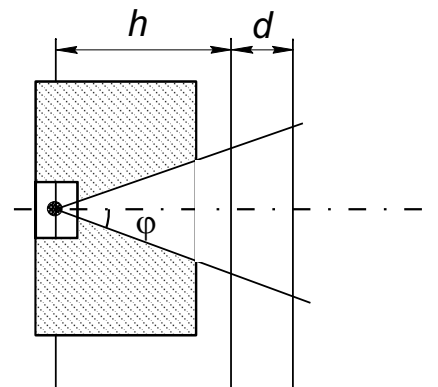


Рис. П.1.7

3.14. Считая, что пик полного поглощения в амплитудном распределении описывается кривой нормального распределения, выразить площадь под пиком через значения  $n_{\text{max}}$  и  $\Gamma$ .

3.15. При вычислении площади, высоты и ширины реальных пиков, при проверке соответствия этих пиков нормальному распределению нужно знать многие характеристики нормального распределения. Найти:

- Абсциссы и ординаты точек перегиба;
- Уравнение касательных в точках перегиба;
- Высоту и основание треугольника, образуемого касательными и осью абсцисс.

3.16. Выразить площадь под нормальным распределением через площадь треугольника, образованного касательной в точке перегиба и осью абсцисс.

3.17. При анализе экспериментальных пиков трудно отделить точки, лежащие на нормальное распределение, от точек на краях распределения, определяющихся фоном или соседними пиками и не соответствующих исследуемому пику.

Существует специальный метод Циммермана, пользуясь которым пик удается линеаризовать и тем самым легко определить, какие точки ложатся на

прямою, а какие нет. Доказать, что логарифм отношения числа импульсов в каналах, взятых через один, есть линейная функция номера канала.

3.18. Найти связь между энергетическим и амплитудным разрешением.

3.19. Сравнить относительные энергетические разрешения спектрометра при выделении в нем энергии  $E$  одной порцией и при выделении в нем той же энергии, но в виде двух порций  $E_1 + E_2 = E$ . Причем относительное энергетическое разрешение зависит от энергии по закону

$$\eta = (A + B/E)^{1/2},$$

где  $A$  и  $B$  соответствуют характеристикам сцинтилляционного детектора.

3.20. В сцинтилляционном  $\gamma$ -спектрометре энергетическое разрешение зависит от энергии квантов по закону

$$\eta = (A + B/E)^{1/2},$$

где  $A = 4,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $B = 1,57 \cdot 10^{-3}$  МэВ.

Вычислить ожидаемое разрешение в пике суммирования каскадных  $\gamma$ -квантов  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,271$  года;  $E_1 = 1,173$  МэВ,  $E_2 = 1,332$  МэВ). Сравнить это разрешение с тем, которое получалось бы, если бы суммарная энергия выделилась одной порцией.

3.21. Тщательными измерениями было установлено, что пик полного поглощения полупроводникового  $\gamma$ -спектрометра при регистрации  $\gamma$ -излучения  ${}^{65}\text{Zn}$  хорошо описывается нормальным распределением с шириной на половине высоты, равной 0,4 кэВ. Как изменится ширина пика, если измерения проводятся амплитудным анализатором с шириной канала 0,1 кэВ?

3.22. Сколько каналов должен занимать пик в амплитудном распределении, чтобы его уширение за счет анализатора не превышало 10 %.

3.23. Регистрация пиков в амплитудном распределении анализатором с конечной шириной канала  $\Delta A$  приводит к деформации пика: его ширина увеличивается, а высота падает. Определить во сколько раз уменьшается скорость счета в максимуме пика, если  $\Gamma = 5\Delta A$ .

3.24. Можно ли разделить дейтроны и  $\alpha$ -частицы, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.25. Можно ли разделить протоны и  $\alpha$ -частицы, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.26. Можно ли разделить протоны и дейтроны, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.27. Можно ли разделить протоны и  $\mu$ -мезоны, измеряя кривизну их траектории в магнитном поле и время пролета?

3.28. При обработке аппаратурных спектров применяются различные методы нахождения положения максимума **пика полного поглощения** и определения числа импульсов, зарегистрированных в пике (площади пика). Для определения положения максимума **ППП** используют **метод линеаризации**, который заключается в построении зависимости  $y_i = \ln(N_i / N_{i+1}) = f(n_i)$ , где  $N_i$  и  $N_{i+1}$  – число отсчетов в  $n_i$  и  $n_{i+1}$  каналах

анализатора соответственно. Он основан на предположении, что ППП описывается гауссовым распределением. При таком предположении зависимость  $y_i = f(n_i)$  будет выражаться уравнением прямой линии  $y_i = an_i + b$ . Учитывая, что  $N_\Sigma$  – суммарное число отсчетов в пике полного поглощения, а  $n_0$  – оценка положения максимума пика, определить методом наименьших квадратов значения коэффициентов  $a$  и  $b$ . Найти положение максимума пика, т. е.  $\hat{p}$ .

## 2. ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

### 2.1. Взаимодействие излучения с веществом

1.1. Основные соотношения:

$$\text{Масса } m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}; \text{ энергия покоя } m_0c^2; \text{ импульс } P = \frac{m_0 \cdot v}{\sqrt{1-\beta^2}}; \beta = \frac{v}{c}.$$

$$\text{Полная энергия } E_{total} = mc^2 = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

$$\text{Кинетическая энергия } E = E_{total} - m_0c^2 = m_0c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right).$$

Из выражения для полной энергии получаем:

$$\frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left( \frac{m_0c^2}{?} \right)^2} = \sqrt{\frac{?^2 - (m_0c^2)^2}{?^2}},$$

отсюда

$$E_{total} \cdot \frac{v}{c} = \frac{?c}{\sqrt{1-\beta^2}} = ?.$$

Выражая импульс через кинетическую энергию, имеем

$$Pc = \sqrt{E^2 + ? + m_0^2c^4 - m_0^2c^4} = \sqrt{E(E + ??)},$$

или

$$Pc = \sqrt{?^2 - m_0^2 ?},$$

возводя в квадрат и преобразуя относительно полной энергии, получим

$$E_{total} = ??.$$

Для кинетической энергии выражение преобразуется к виду

$$E = \sqrt{??} - m_0c^2.$$

В классическом случае при  $E \ll m_0c^2$  получаем  $P = \sqrt{2? \cdot m_0}$ , отсюда

$$E = \frac{?^2}{2 \cdot m_0} = \frac{m_0 \cdot ?^2}{2}.$$

1.2.  $Pc = \sqrt{E(E + ??)} = 10,498$  МэВ для  $E = 10$  МэВ. Аналогично получим и для другого значения кинетической энергии.



1.3. Из соотношения для импульса получаем

$$Pc = \frac{m_0 \cdot v \cdot c}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_0 \cdot c^2 \cdot \frac{?}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Выражая массу покоя через известные величины, имеем

$$m_0 \cdot c^2 = Pc \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{?} = 0,50946 \text{ МэВ}.$$

Полная энергия

$$E_{total} = \sqrt{?^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{?^2 c^2 + (Pc \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{?})^2}$$

или

$$E_{total} = 1,63 \text{ МэВ}.$$

Кинетическая энергия

$$E = E_{total} - m_0 c^2 = 1,12 \text{ МэВ}.$$

1.4. Частица массой  $M$  пролетает на расстоянии  $b$  (прицельный параметр) от свободного и покоящегося электрона (рис. П.2.1). Считаем  $M \gg m_e$ , где  $m_e$  – масса электрона. Взаимодействие частицы с электроном приведет к тому, что электрон получит импульс в перпендикулярном направлении к полету частицы в соответствии со вторым законом Ньютона (импульс силы)

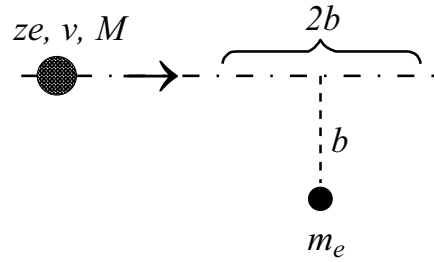


Рис. П.2.1

$$\Delta P_{\perp} = \int F_{\perp} dt.$$

Считаем, что параллельная составляющая силы равна нулю  $F_{\parallel} \approx 0$ . Участок длиной  $2b$ , на котором кулоновская сила равна  $ze^2/(4\pi\epsilon_0 b^2)$  (электрическая постоянная  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2)$ ) частица проходит за время  $\Delta t = 2b/v$ . Изменение импульса частицы

$$\Delta P \approx F_{\perp} \Delta t \approx \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 b^2} \cdot \frac{2b}{v} = \frac{2ze^2}{(4\pi\epsilon_0)vb}.$$

Кинетическая энергия, потерянная частицей, через потерянный импульс выражается следующим образом

$$\Delta E = \frac{\Delta P^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2 b^2}.$$

Удельные ионизационные потери энергии определяются следующим выражением

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} NZ \cdot \frac{d\sigma}{db} \cdot \Delta E(b) db,$$

где интегрирование происходит по всем возможным прицельным параметрам;  $NZ$  – плотность электронов в веществе;  $\frac{d\sigma}{db}$  – дифференциальное сечение столкновения. Причем дифференциальное сечение столкновения определяется через прицельный параметр

$$\frac{d\sigma}{db} \cdot db = 2\pi b db.$$

Удельные ионизационные потери

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{db}.$$

Заметим, что  $\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \sim \sqrt{\frac{E_{\max}}{E_{\min}}}$ .

Максимальная передаваемая энергия при  $\beta^2 \ll 1$  равна  $E_{\max} = 2m_e v^2$ , а минимальная – равна энергии связи электронов в атоме. Интеграл в выражении для ионизационных потерь от минимального прицельного параметра до максимального определится

$$\ln\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right),$$

где  $\bar{I}$  – усредненная по всем электронным оболочкам энергия ионизации. Заметим, что при более детальном исследовании множитель  $1/2$  исчезает (становится равным 1). В результате выражение для удельных ионизационных потерь преобразуется к виду

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right).$$

Учет квантово-механических, релятивистских и других эффектов преобразует данное выражение к виду, полученному Бёте

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион.}} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e v^2} \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 - \delta - U \right].$$

Это выражение иногда еще называют тормозной способностью вещества. Здесь поправка  $\delta$  – учитывает уменьшение роли далеких столкновений за счет поляризации среды (при высокой энергии налетающей частицы);  $U$  – поправка, учитывающая, что электроны  $K$ -,  $L$  – оболочек и других не участвуют в столкновениях, если скорость налетающей частицы мала по сравнению со скоростью орбитального электрона (малые энергии).

1.5. Выражение для удельных потерь энергии в простейшем случае имеет вид

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион.}} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right).$$

Для определения минимума удельных потерь энергии необходимо найти производную по энергии, или еще лучше по параметру  $\beta$  (или через  $\beta^2$ ) и приравнять её нулю. Производная определится следующим образом

$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{4\pi \cdot z^2 e^4 N Z}{(4\pi \epsilon_0)^2 \cdot m_e c^2 \cdot \beta^2} \cdot \frac{1}{\frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}} \cdot \left( \frac{2m_e c^2 \cdot 2\beta}{\bar{I}(1-\beta^2)} - ?? \right) +$$

$$? \cdot \ln \left( \frac{2m_e c^2 \cdot \beta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} \right).$$

После деления на постоянные величины и приведения подобных членов получим трансцендентное уравнение относительно параметра  $\beta = v/c$

$$\frac{1}{1-?} - \ln \left( \frac{2?}{\bar{I}(1-\beta^2)} \right) = 0.$$

В простейшем случае корень этого уравнения можно найти графическим методом как точку пересечения двух функций:

$$y_1(\beta) = \frac{1}{1-?}; \quad y_2(\beta) = \ln \left( \frac{?}{\bar{I}(1-\beta^2)} \right).$$

Значительно точнее корень уравнения можно найти методом Ньютона путем последовательного приближения. Предварительно заменим  $x_i = \beta^2$  и, используя метод Ньютона, получаем

$$x_{i+1} = x_i - \frac{\Phi(x_i)}{\Phi'(x_i)},$$

где  $\Phi(x_i) = \frac{1}{1-?} - \ln \left( \frac{?}{\bar{I}(1-x_i)} \right)$ ;  $\Phi'(x_i) = \frac{1}{(1-?)^2} - \frac{1}{1-?} - \frac{1}{x_i}$ .

Окончательно получаем

$$x_{i+1} = x_i - \frac{\frac{1}{1-?} - \ln \left( \frac{2?}{\bar{I}(1-x_i)} \right)}{\frac{1}{(1-?)^2} - \frac{1}{1-?} - \frac{1}{x_i}}.$$

Средний потенциал ионизации можно определить по формуле Штернгеймера

$$\bar{I} = Z(9,76 + 58,8 \cdot Z^{-1,19}).$$

Реперные точки для этой формулы составляют следующие значения среднего потенциала ионизации: 163 эВ для *Al*, 314 эВ – *Cu* и 826 эВ для *Pb*. Результаты, полученные при решении данной задачи, приведены в таб. П.2.1.

Таблица П.2.1

Элемент	Потенциал ионизации, эВ (по условиям задачи)	$\beta$	$E/M_0 c^2$	$\left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{min}$ , МэВ·см <sup>2</sup> ·г <sup>-1</sup>
<sup>1</sup> H <sub>1</sub>	15,6	0,962605	2,69127	2,14
<sup>238</sup> U <sub>92</sub>	810	0,944403	2,0414	1,39

Формула, используемая для определения ионизационных потерь, в удобном для расчетов виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 2 \cdot C \left[ \ln \left( \frac{1,02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I} \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \delta - U \right],$$

где постоянная  $C = 0,154 \cdot \frac{z^2 \cdot Z}{\beta^2 \cdot A}$  МэВ·см<sup>2</sup>·г<sup>-1</sup>. Здесь  $z$  – заряд частицы;  $Z$  – атомный номер элемента;  $A$  – массовое число элемента;  $\rho$  – плотность вещества (г/см<sup>3</sup>);  $\delta$  и  $U$  – поправки к формуле ионизационных потерь.

1.6. Формула, используемая для определения ионизационных потерь в упрощенном виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 0,308 \frac{z^2 Z}{A \beta^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{1,02 \cdot 10^6 \cdot \beta^2}{\bar{I} \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right].$$

Кинетическая энергия  $E = E_{total} - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$ ,

где  $M_0 c^2 = 3726,2$  МэВ.

Выражение для скорости частицы, определенное через энергию

$$\beta^2 = 1 - (??)^2 = 1 - ? = 2,7569 \cdot 10^{-3}.$$

Потенциал ионизации

$$\bar{I} = Z(9,76 + 58,8 \cdot Z^{-1,19}) = 20?,63 \text{ эВ.}$$

Ионизационные потери

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 522,1089 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г.}$$

1.7. Для релятивистского электрона удельные потери

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 0,154 \frac{Z}{A \beta^2} \cdot \left\{ \ln \left( \frac{2,55 \cdot 10^5 \cdot E \cdot \beta^2}{\bar{I}^2 \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \left[ 2\sqrt{1 - \beta^2} - (1 - \beta^2) \right] \cdot \ln 2 + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1 - \beta^2} \right)^2 \right\}.$$

Для вычисления удельных потерь в сложном соединении воспользуемся формулой

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum N_i A_i \left( \frac{d\varepsilon}{dx} \right)_{A_i},$$

где  $M$  – молекулярная масса;  $N_i$  – число атомов в молекуле;  $A_i$  – атомная масса. Для электрона  $\beta = 0,941079$ , Для  $\alpha$ -частицы  $\beta = 0,0231559$ .

Потенциал ионизации  $\bar{I}_I = ?44,93$  эВ,  $\bar{I}_{Na} = ?44,643$  эВ.

Для  $\alpha$ -частицы:

$$\left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{Na_{11}^{23}} = ?,5507 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}; \left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{I_{53}^{127}} = ?,50225 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г},$$

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{NaI} = ? , 069 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}.$$

Для электрона:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{NaI}^{23} = ? , 48724 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}; \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\varepsilon}{dx}\right)_{I_{33}^{127}} = ? , 105244 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г},$$

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{NaI} = ? , 163816 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}.$$

$$\frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{NaI \alpha}}{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right)_{NaI \beta}} = 195,10.$$

1.8. Пусть заряженная частица с импульсом  $P$  упруго рассеивается на покоящемся электроне (рис. П.2.2). Вычислить импульс рассеянной частицы, как функцию угла, под которым вылетают  $\delta$ -электроны. Найти максимальную энергию, теряемую частицей при столкновении. Из закона сохранения импульса частицы имеем

$$P = P' \cdot \cos \vartheta + P_{\delta} \cdot \cos \varphi,$$

$$P' \cdot \sin \vartheta = P_{\delta} \cdot \sin \varphi.$$

Исключая угол  $\vartheta$  получим

$$P'^2 = P^2 + P_{\delta}^2 - 2 P P_{\delta} \cos \varphi. \quad (1)$$

Из закона сохранения энергии

$$\left(E_{total M} + m_0 c^2\right)_{\text{до столкновения}} = \left(E_{total M'} + E_{total m}\right)_{\text{после столкновения}}.$$

Преобразуя это выражение, получаем

$$\sqrt{P^2 c^2 + M^2 c^4} + m_0 c^2 = \sqrt{P'^2 c^2 + M^2 c^4} + \sqrt{P_{\delta}^2 c^2 + m_0^2 c^4}. \quad (2)$$

Отметим, что кинетическая энергия  $\delta$ -электронов определяется через полную энергию и массу покоя электрона

$$E_{\delta} = E_{total \delta} - m_0 c^2 = \sqrt{P_{\delta}^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2, \quad (3)$$

причем

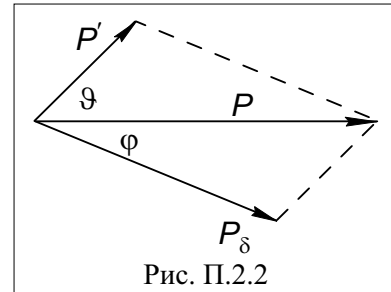
$$P_{\delta}^2 c^2 = E_{\delta} (E_{\delta} + 2 m_0 c^2) = 2 E_{\delta} \cdot m_0 c^2. \quad (4)$$

Объединяя (1–4) и исключая импульс частицы после рассеяния получим

$$P^2 P_{\delta}^2 c^4 \cdot \cos^2 \varphi = E_{\delta}^2 (\vartheta + m_0 c^2)^2. \quad (5)$$

Отсюда с учетом (4) имеем окончательное выражение для кинетической энергии  $\delta$ -электрона

$$E_{\delta} = \frac{P^2 \cdot \cos^2 \varphi}{P^2 c^2 + 2 m_0 c^2 \sqrt{P^2 c^2 + M^2 c^4 + m_0^2 c^4} - P^2 \cdot \cos^2 \varphi}. \quad (6)$$



В нерелятивистском случае

$$E_{\delta} = \frac{? \cdot \cos^2 \varphi}{(M + m_0)^2} . \quad (7)$$

При  $M \gg m_0$  в классическом случае получаем

$$E_{\delta} \approx 2m_0 \cdot v^2 . \quad (8)$$

1.9. Будем рассматривать образование  $\delta$ -электронов, считая соударения налетающей частицы с атомными электронами упругими, т. е. пренебрегая энергией связи атомных электронов.

Пусть заряженная частица с зарядом  $ze$  и скоростью  $v$  пролетает на расстоянии  $b$  от покоящегося электрона. Энергия, которая передана частицей электрону, равна энергии потерянной в столкновении

$$E_{\delta} = \frac{2z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m v^2} \cdot \frac{1}{b^2} . \quad (1)$$

Дифференциальное сечение столкновения с параметром столкновения  $b$  равно  $d\sigma = 2\pi \cdot b db$ .

Из (1) находим

$$2b db = ?? \cdot \frac{dE_{\delta}}{E_{\delta}^2} . \quad (2)$$

Отсюда

$$d\sigma_{\delta} = ?? \cdot \frac{dE_{\delta}}{E_{\delta}^2} . \quad (3)$$

Число  $\delta$ -электронов с энергией  $E_{\delta}$  равно

$$n_{\delta}(E_{\delta}) dE_{\delta} = NZ \cdot d\sigma_{\delta} = ?? \cdot \frac{dE_{\delta}}{E_{\delta}^2} . \quad (4)$$

1.10. Спектр  $\delta$ -электронов

$$\begin{aligned} n_{\delta}(E_{\delta} > E_{\delta 1}) &= \int_{E_{\delta 1}}^{E_{\delta}^{\max}} n_{\delta}(E_{\delta}) dE_{\delta} = \frac{? \cdot NZ}{??} \cdot \int_{E_{\delta 1}}^{E_{\delta}^{\max}} \frac{dE_{\delta}}{E_{\delta}^2} = \\ &= \frac{? \cdot NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 ?} \left( \frac{1}{E_{\delta 1}} - \frac{1}{E_{\delta}^{\max}} \right) . \end{aligned}$$

Отметим, что  $E_{\delta}^{\max} \approx 2mv^2$ .

При  $M \gg m$  и  $P \ll \frac{Mc \cdot M}{m}$ .

Учтем, что  $\beta^2 = 1 - \left( \frac{M_0 c^2}{E + ?} \right)^2$ .

$E_{\delta}^{\max} = ?\beta^2(1 - \beta^2) = ?$  эВ. Пренебрегаем величиной  $\frac{1}{E_{\delta}^{\max}}$  ?

Расчет ведем по формуле  $\frac{1}{\rho} n_{\delta}(E_{\delta} > 1 \text{ keV}) = 154 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A \cdot E_{\delta}}$ , кэВ·см<sup>2</sup>/г.

Данные для расчета:

Аргон  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ ,  $A = 40$ ,  $Z = 18$ , плотность  $\rho = 1,7837$  кг/м<sup>3</sup>.

Масса покоя протона  $M_p \cdot c^2 = ?$  МэВ,  $\beta^2 = ?$ ,  $E = 500$  МэВ.

Ответ:  $n_{\delta} = ?$  см<sup>-1</sup>.

1.11. Расчет ведем по формуле

$$\frac{1}{\rho} n_{\delta}(E_{\delta} > 1 \text{ keV}) = 154 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A \cdot E_{\delta}}, \text{ кэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{г}.$$

Данные для расчета:

Водород  ${}^1_1\text{H}$ ,  $A = 1$ ,  $Z = 1$ , плотность  $\rho = 0,0708 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> при  $t^{\circ} = -252,8^{\circ} \text{C}$ .

Масса покоя мюона  $m_{\mu} \cdot c^2 = 105,658389$  МэВ,  $\beta^2 = ?$ .

Ответ:  $n_{\delta} = ?$  см<sup>-1</sup>.

1.12. Простое решение можно получить исходя из импульсной диаграммы (рис. П.2.3)

$$\text{tg } \vartheta = \frac{\Delta P_{\perp}}{P}, \Delta P_{\perp} = \frac{2zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 v b}, \text{ tg } \vartheta = ??.$$

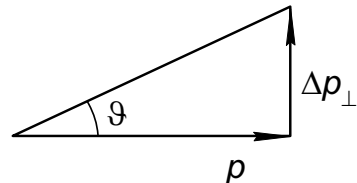


Рис. П.2.3

Более точно с учетом движения частицы по гиперболической траектории

$$\text{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 b M c^2 \beta^2}.$$

Для малых углов эти два выражения совпадают, поскольку  $\vartheta \approx \text{tg } \vartheta$ .

1.13. Используем решение предыдущей задачи, находим

$$\text{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{электрон}} = \frac{?}{4\pi\epsilon_0 b M \cdot v^2}, \quad \text{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{ядро}} = \frac{?}{4\pi\epsilon_0 b M \cdot v^2},$$

$$\frac{\text{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{ядро}}}{\text{tg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right)_{\text{электрон}}} = ?.$$

Рассеяние на ? заметнее, чем на ?.

1.14. На угол  $\vartheta$  отклонятся все частицы, попадающие в область площадью  $2\pi \cdot b db$  (рис. П.2.4). Дифференциальное сечение рассеяния на угол  $\vartheta$  равно  $d\sigma = 2\pi \cdot b db$ . Ранее было получено, что

$$b = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \frac{1}{\text{tg}(\vartheta/2)}. \quad (1)$$

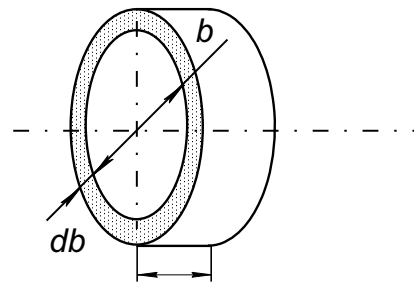


Рис. П.2.4

Продифференцировав это выражение по

углу  $\vartheta$  с учетом (1) получаем для дифференциального сечения

$$d\sigma = \pi \cdot \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \cdot \frac{d\vartheta}{?} . \quad (2)$$

Учитывая, что  $d\Omega = 2\pi \cdot \sin\vartheta d\vartheta$ , а  $\sin\vartheta = 2\sin(\vartheta/2) \cdot \cos(\vartheta/2)$ , получаем окончательное выражение для дифференциального сечения

$$d\sigma = ? \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\vartheta/2)} .$$

Численное значение дифференциального сечения для нашего случая равно  $?,? \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ .

1.15. Используем выражение, связывающее пробег и энергию

$$R_p = a \cdot E_p^b .$$

Учитывая, что масса дейтрона примерно в 2 раза больше массы протона, получаем, что при одинаковых скоростях, кинетическая энергия дейтрона в классическом случае будет в 2 раза больше кинетической энергии протона:  $E_d = 2E_p$ . Соотношение пробег – энергия для дейтронов в воздухе приобретает вид

$$R_d = ? E_d^{1,8} .$$

1.16. Общая идея решения данной задачи: считаем, что ионизационный детектор полностью состоит из алюминия; определив суммарный пробег дейтронов в алюминиевом блоке, и вычтя из этого пробега толщину входной фольги, по остаточному пробегу находим энергию дейтронов, регистрируемых в детекторе. Выражение, связывающее пробег с энергией для дейтронов в алюминии, находим по выражению для пробега протонов в воздухе.

Данные для расчета: Воздух состоит из азота и кислорода. При нормальных условиях: азот  ${}^{14}_7\text{N}$ , плотность  $\rho = 1,25 \text{ кг/м}^3$ ; кислород  ${}^{16}_8\text{O}$ , плотность  $\rho = 1,429 \text{ кг/м}^3$ ; воздух, плотность  $\rho = 1,293 \text{ кг/м}^3$ . Для протонов в воздухе соотношение пробег – энергия

$$R_p = 1,8 \cdot E_p^{1,8} .$$

Пробег заряженной частицы  $R_1$  в одном веществе (плотность  $\rho_1$ , атомный вес  $A_1$ ) связан с пробегом  $R_2$  в другом веществе (плотность  $\rho_2$ , атомный вес  $A_2$ ) эмпирическим выражением

$$R_1 = R_2 \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \sqrt[3]{\frac{A_1}{A_2}} .$$

Для расчета примем, что атомный вес воздуха соответствует атомному весу азота, тогда выражение для пробега протонов в алюминии примет вид

$$R_p(Al) = R_p(\text{воздух}) \cdot ? \cdot 10^{-4} .$$

Соотношение пробег – энергия для протонов в алюминии

$$R_p(Al) = 1,07 \cdot 10^{-7} E_p^{1,8} .$$



Учитывая решение предыдущей задачи (1.15), получаем

$$R_d(Al) = ? E_d^{1.8} = 8,04459 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$$

Остаточный пробег дейтронов в детекторе

$$R_d(Al) - \Delta_{wind} = 8,04459 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2} = ? \text{ см}$$

Возвращаясь к формуле для пробега, получим

$$E_d = \sqrt[b]{\frac{R_d(Al) - \Delta_{wind}}{?}} = ? \text{ МэВ.}$$

Такая энергия будет зарегистрирована в детекторе.

1.17. Пробег частицы с энергией  $E_0$  определится выражением  $R_0 = a \cdot E_0^b$ .

Если частица прошла часть пути  $x$ , то остаточный пробег  $(R_0 - x) = a \cdot E_x^b$ .

Отсюда энергия соответствующая остаточному пробегу

$$E_x = \left( \frac{R_0 - x}{a} \right)^{1/b} = E_0 \cdot (1 - ?)^{1/b}. \quad (1)$$

Энергия, потерянная частицей на ионизацию  $\frac{d(E_0 - E_x)}{dx}$ , будет равна числу пар ионов образованных на единице пути  $\frac{dn}{dx}$ , умноженных на среднюю энергию  $\bar{\omega}$ , идущую на образование одной пары ионов

$$\frac{d(E_0 - E_x)}{dx} = \bar{\omega} \cdot \frac{dn}{dx}. \quad (2)$$

Отсюда

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{\bar{\omega}} \cdot \frac{d(E_0 - E_x)}{dx}. \quad (3)$$

Из (1) и (3) получим

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot R_0 b} \cdot (1 - ?)^{b-1}. \quad (4)$$

При  $x \rightarrow R_0$   $\frac{dn}{dx} \rightarrow \infty$ .

## 2.2. Ионизационные и сцинтилляционные детекторы. Трековые приборы

2.1. Распределение числа пар ионов по пробегу определяется кривой Брэгга

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E_0}{\bar{\omega} \cdot R_0 b} \cdot \left( 1 - \frac{x}{R_0} \right)^{b-1}. \quad (1)$$

Заметим, что

$$\frac{E_0}{\bar{\omega}} \cdot e = n_0 \cdot e = q_0. \quad (2)$$

Аналогично  $n \cdot e = q$ . Здесь  $n_0$  и  $n$  – число пар ионов образованных вдоль трека частицы с энергией  $E_0$  и  $E$ , соответственно. Таким образом, распределение заряда по длине пробега определится выражением

$$\frac{dq}{dx} = \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b} - 1}. \quad (3)$$

Заряд, исчезнувший из объема детектора к моменту времени  $t$  за счет нейтрализации на электроде равен

$$q_{\text{исчезн}}(t) = \int_0^t dq, \quad (4)$$

причем

$$dq = \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b} - 1} dx. \quad (5)$$

Отсюда

$$q_{\text{исчезн}}(t) = \int_0^t \frac{q_0}{b \cdot R_0^{1/b}} \cdot (? - x)^{\frac{1}{b} - 1} dx = \frac{q_0}{R_0^{1/b}} \cdot [R_0^{1/b} - ?]. \quad (6)$$

Сделаем замену  $x = vt$ ,  $dx = vdt$ , тогда

$$q_{\text{исчезн}}(t) = q_0 \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}} \right]. \quad (7)$$

Заметим, что выражение, стоящее в круглой скобке формулы (7), соответствует заряду, оставшемуся в объеме к моменту времени  $t$  и индуцирующий ток во внешней цепи

$$q(t) = q_0 \cdot \left( 1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}}. \quad (8)$$

При  $t = 0$   $q(t) = q_0$ , при  $t = \frac{R_0}{v}$   $q(t) = 0$ . Учтем, что  $d/v = t$ , следовательно

$$i = \frac{q}{t} = q_0 \cdot \frac{v}{d} \cdot \left( 1 - \frac{vt}{?} \right)^{\frac{1}{b}}. \quad (9)$$

2.2. Ток, протекающий через детектор при движении в нем зарядов, во внешней цепи будет разветвляться на две составляющие:  $i_R(t)$  и  $i_C(t)$ . Поскольку импульсы напряжения, формируемые во внешней цепи детектора излучений, имеют весьма малую длительность, то кроме активного сопротивления нагрузки необходимо учитывать еще реактивные элементы. Основную роль будут играть ёмкости: собственная емкость детектора  $C_D$ , монтажная ёмкость выходных проводников и сопротивлений нагрузки  $C_M$ , и входная ёмкость первого электронного блока, подключённого к детектору  $C_{\text{вход}}$ . Все три ёмкости считаются подключенными параллельно и в сумме представляют интегрирующую емкость

$$C = C_D + C_M + C_{\text{вход}}. \quad (1)$$

Запишем условие Кирхгофа для узла

$$i(t) = i_R(t) + i_C(t). \quad (2)$$

Если в результате протекания тока через нагрузку  $R$  на выходе появляется напряжение  $U$ , то для компонент тока

$$i_R(t) = \frac{U}{R}, \quad (3)$$

$$i_C(t) = C \cdot \frac{dU}{dt}.$$

Суммарный ток определится следующим выражением

$$i(t) = C \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R}. \quad (4)$$

После деления на емкость  $C$  получаем уравнение, справедливое для большого класса детекторов.

Дифференциальное уравнение (4) является неоднородным уравнением первой степени. Перепишем его следующим образом

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC} = \frac{i(t)}{C}. \quad (5)$$

Выражение в правой части представляет собой неоднородный член. Решение уравнение (5) ищем методом вариации постоянной. Произведем замену  $U \Rightarrow Z$  и ищем решение однородного уравнения

$$\frac{dZ}{dt} + \frac{Z}{RC} = 0, \quad (6)$$

$$Z = C_1 \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) = C_1 \cdot Z_1, \quad (7)$$

при  $C_1 = 1 \rightarrow Z_1 = Z$ .

Далее ищем решение неоднородного уравнения в виде

$$U = \varphi(t) \cdot Z_1 = \varphi(t) \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right), \quad (8)$$

$$U' = \varphi'(t) \cdot ? + \varphi(t) \cdot ?,$$

$$\varphi'(t) \cdot ? + \varphi(t) \cdot ? + \frac{\varphi(t) \cdot ?}{RC} = \frac{i(t)}{C}.$$

После сокращения получаем

$$\varphi'(t) = \frac{i(t)}{C} \cdot ?,$$

$$\varphi(t) = \frac{1}{C} \int i(t) \cdot ? dt + U_0, \quad (9)$$

где  $U_0 = \text{const}$  – постоянная интегрирования, равная потенциалу на выходе, оставшемуся от регистрации предыдущей частицы в момент прохождения через детектор регистрируемой частицы. При редком попадании частиц в

детектор в результате восстановления потенциала можно считать  $U_0 = 0$ . В результате конечное выражение для импульса напряжения принимает вид

$$U(t) = \frac{?}{C} \cdot \int_0^t i(t') \cdot \exp\left(-\frac{t'}{RC}\right) dt'. \quad (10)$$

2.3. Работа, совершаемая при смещении заряда на  $dx$  при его движении в поле с напряженностью  $E$ :  $qE dx$ . Во внешней цепи, где действует разность потенциалов  $U$ , работа равна  $i(t) \cdot U \cdot dt$ . В соответствии с теоремой Рамо–Шокли работа по перемещению заряда

$$i(t) \cdot U \cdot dt = qE dx.$$

Напряженность электрического поля в цилиндрической камере

$$E = \frac{?}{? \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}, \quad (1)$$

где  $r$  – текущая координата;  $r_a$  – радиус катода;  $r_i$  – радиус анода.

Скорость дрейфа  $v^+$  положительных ионов определяется через подвижность  $u^+$  и напряженность электрического поля  $E$ :  $v^+ = u^+ \cdot E$ . Ток определится

$$i(t) = q_0 \cdot u^+ \cdot E^2 \frac{1}{U} = q_0 \cdot u^+ \cdot \frac{?}{?^2 \ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}. \quad (2)$$

Чтобы получить зависимость тока от времени, необходимо знать зависимость  $r = r(t)$ .

Скорость дрейфа  $\frac{dr}{dt} = v^+$ . Отсюда

$$dr = v^+ dt = u^+ \cdot E \cdot dt = \frac{u^+ \cdot ?}{? \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot dt.$$

Ионы дрейфуют от радиуса  $r_0$  до  $r$  (где радиус  $r_0$  соответствует начальному расположению ионной трубки вблизи анодной проволоочки), следовательно

$$\int_{r_0}^r r dr = \frac{u^+ \cdot ?}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \int_0^t dt;$$

$$r^2 = ? + \frac{2u^+ \cdot ? \cdot t}{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)};$$

$$i^+(t) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot [r_0^2 + ?]}.$$

При  $t = 0$

$$i(t=0) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot r_0^2}.$$

При  $t = t^+$  времени собирания положительных ионов

$$i(t^+) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{? \cdot r_a^2}.$$

Можно ввести время собирания  $t^+$ .

$$t^+ = \int_0^{t^+} dt = \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{v} = ?(r_a^2 - r_i^2),$$

$$t^+ = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2).$$

2.4. Время собирания  $t^+$  для ионов

$$t^+ = \int_0^{t^+} dt = \int_{r_i}^{r_a} \frac{dr}{v} = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2),$$

$$t^+ = \frac{\ln\left(\frac{?}{r_i}\right)}{2u^+ \cdot ?} (r_a^2 - r_i^2).$$

Положение заряда  $r_0$  при равномерном облучении может меняться от  $r_a$  до  $r_i$ . Таким образом, максимальное время будет при  $r_0 = r_i$ . Поэтому для жидкого ксенона (подвижность  $u^+ = 10^{-2} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ )  $t^+ = 3 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ . В жидком Хе при  $E > 10^2 \text{ В/см}$  скорость дрейфа электронов почти не зависит от  $E$  и равна  $v^- = 2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ . Поэтому для электронов  $t^- = \frac{r_0 - r_i}{v^-}$ . Время дрейфа

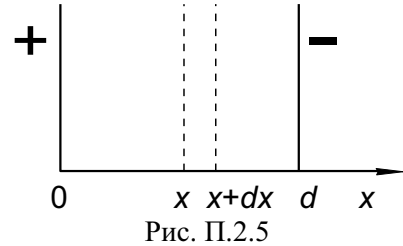
будет максимальным при  $r_0 = r_a$ . Имеем  $t^- = \frac{r_a - r_i}{v^-} = 5,3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ .

2.5. В общем случае плотность тока в камере равна

$$j = j_+ + j_- = e(n_+ v_+ + n_- v_-),$$

где  $n_+$ ,  $n_-$  – концентрации положительных и отрицательных зарядов;  $e$  – заряд электрона;  $v_+$ ,  $v_-$  – скорости дрейфа положительных и отрицательных зарядов.

Необходимо найти концентрации  $n_+$ ,  $n_-$ . Эти концентрации не будут постоянными. Вдоль силовых линий поля заряды образуются равномерно, но положительные заряды двигаются к катоду, а отрицательные заряды – к аноду. Чтобы вычислить распределение концентрации ионов, рассмотрим слой  $\Delta x$  в сечении  $x$  (рис. П.2.5). Здесь на площади в  $1 \text{ см}^2$  рождается  $n_0 \Delta x$  пар ионов, где  $n_0$  – количество зарядов, образуемых излучением в  $1 \text{ см}^3$  объема камеры.



Число положительных зарядов входящих в слой  $dx$  будет  $n(x) \cdot v_+$ , а выходящих –  $n(x + \Delta x) \cdot v_+$ . В условиях равновесия

$$n_0 \cdot \Delta x = [n(x + \Delta x) - n(x)] \cdot v_+,$$

отсюда

$$\frac{n_0}{v_+} = \frac{n(x + \Delta x) - n(x)}{\Delta x} = \frac{dn}{dx}.$$

Для отрицательных зарядов получаем аналогично  $\frac{n_0}{v_-} = -\frac{dn}{dx}$ . Знак минус

указывает, что движение происходит в другую сторону. Решение этих уравнений (при граничных условиях на электродах концентрация равна нулю, т. е.  $n_+(0) = 0$ ,  $n_-(d) = 0$ )

$$\frac{dn_+}{dx} = \frac{n_0}{v_+}, \quad \int_0^x dn = \frac{n_0}{v_+} \int_0^x dx, \quad n_+ = \frac{n_0}{v_+} \cdot x,$$

$$\frac{dn_-}{dx} = -\frac{n_0}{v_-}, \quad \int_x^d dn = -\frac{n_0}{v_-} \int_x^d dx, \quad n_- = \frac{n_0}{v_-} \cdot (d - x).$$

Следовательно  $j_+ = en_0 x$ ,  $j_- = en_0 (d - x)$ ,  $j_\Sigma = en_0 d$ . Скорости дрейфа зарядов не играют никакой роли. Отсюда ток насыщения

$$I = en_0 \cdot Sd = en_0 \cdot V = eN_0,$$

где  $S$  – сечение камеры,  $V$  – объем камеры,  $N_0$  – количество пар ионов, образующихся во всем объеме камеры.

2.6. Выходной сигнал в пропорциональном счетчике формируется в основном при движении положительных ионов из области ударной ионизации к катоду. В задаче 2.3. была получена формула для формы импульса тока ионов в цилиндрической камере

$$i^+(t) = q_0 \cdot \frac{u^+ \cdot ?}{\ln^2 \left( \frac{r_a}{r_i} \right) \cdot [r_0^2 + ?]} \quad (1)$$

В пропорциональном счетчике ионы возникают в области ударной ионизации в подавляющем числе вблизи поверхности анода. Примем  $r_0 = r_i$ , обозначим

$$r_i^2 \cdot \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \cdot \frac{1}{2u^+U} = t_0, \quad (2)$$

имеющим размерность времени. Получаем

$$i^+(t) = \mu \cdot q_0 \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{?} = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \frac{1}{t_0 + t}, \quad (3)$$

где  $\mu$  – коэффициент газового усиления.

Импульс заряда

$$Q(t) = \int_0^t i(t) dt = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \int_0^t \frac{1}{t_0 + t} d(? + t) = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \ln\left(\frac{t}{?} + 1\right).$$

2.7. Используя выражения из предыдущей задачи, получаем

$$Q(t) = \frac{\mu \cdot q_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \cdot \ln\left(\frac{t}{?} + 1\right);$$

$$\text{где } t_0 = \frac{r_i^2}{2u \cdot U} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right),$$

$$t^+ = \frac{r_a^2 - r_i^2}{2u \cdot ?} \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right);$$

$$t = 340 \text{ ?}, \quad Q_{\max}(t = T) = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ Кл.},$$

$$t\left(Q = \frac{Q_{\max}}{n}\right) = T \cdot \frac{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^{\frac{2}{n}} - 1}{\left(\frac{r_a}{r_i}\right)^?},$$

$$t_{0,5} = 3,8 \text{ мкс.},$$

$$t_{0,25} = 0,37 \text{ мкс.}$$

$$2.8. \quad m = \mu pV / RT \approx 0,2 \text{ г.}$$

$$2.9. \quad T_2 = T_1 k^2 \approx 268^\circ \text{ К}, \quad t_2 = -5^\circ \text{ С.}$$

2.10. По определению  $S = \rho_1 / \rho_2$ , где  $\rho_1 = m_1 / V_1$ ,  $\rho_2 = m_2 / V_{21}$ . Здесь  $m_1$  – масса пара, насыщающего сжатый объем камеры  $V_1$  при температуре  $T_1$ , а  $m_2$  – масса пара, насыщающего расширенный объем камеры  $V_2$  при

температуре  $T_2$ . Таким образом,  $S = \frac{m_1 V_2}{m_2 V_1}$ . По уравнению Клапейрона для пара до и после расширения камеры находим

$$p_1 V_1 = \frac{m_1}{\mu} R T_1, \quad p_2 V_2 = \frac{m_2}{\mu} R T_2.$$

Второе из этих уравнений относится к случаю, когда избыток паров сконденсировался, причем мы пренебрегли незначительным повышением температуры за счет конденсации. Из этих уравнений, используя уравнение адиабаты  $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}$ , найдем

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} = \frac{p_1}{p_2} k^{1-\gamma}.$$

2.11. Для воды: 1) 3,1, 2) 4,1; для спирта: 1) 2,3, 2) 2,7.

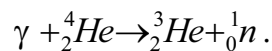
2.12.  $S = 6,5$ .

2.13.  $10^{-7}$ .

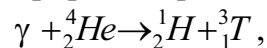
2.14. Видно из рисунка.

2.15.  $\gamma$ -Кванты двигались снизу вверх. На снимке отчетливо видны две пары (? и ??), созданные  $\gamma$ -квантами.

2.16. Одиночный «жирный» след на одной из фотографий принадлежит ядру  ${}^3_2\text{He}$ , образованному в результате реакции



На другой фотографии зарегистрирована реакция



где более «жирный» след соответствует тритону, а тонкий след – протону.

2.17. Центральный след принадлежит мюону. Действительно, этот след не может быть следом электрона, так как энергия частицы, создающей след, больше, чем энергия электронов, а толщина трека шире. Но центральный след не может быть и следом протона, так как на фотографии видно, что трек слегка изгибается в магнитном поле камеры, и, следовательно, его энергия не может быть очень большой. При небольших энергиях трек протона был бы значительно толще. Мюон от пиона можно отличить по характеру распадов и поглощению веществом.

2.18. Около 76000 фотографий.

2.19.  $E = Pc \approx ???$  МэВ.

2.20. Необходимо использовать релятивистские выражения для импульса протона  $Pc$  и для кинетической энергии  $E$

$$Pc = \sqrt{E^2 + 2M_0c^2E} = eB \cdot r \cdot c,$$

$$E = c^2 \left\{ \sqrt{\frac{(eB \cdot r \cdot c)^2}{(M_0c^2)^2} + 1} - 1 \right\}.$$

Полная энергия



$$E_{total} = E + M_0 c^2,$$

Здесь  $M$  – масса протона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $B$  – индукция магнитного поля,  $r = ??$  – радиус кривизны следа.

2.21. а) С уменьшением скорости частицы возрастают её ионизационные потери. Следовательно, число зерен на единицу длины следа увеличивается в направлении движения частицы.

б) При равных скоростях удельные потери для протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц относятся, как 1:1:4, а при равных энергиях – как 1:2:16.

в) ~1; 1,55; 4,05. Плотности зерен различаются существенно меньше, что весьма затрудняет разделение одинаково заряженных частиц на равных пробегах.

2.22. а) Равенство плотности зерен указывает на равенство скоростей частиц (см. задачу 2.21). Из приведенной формулы следует, что остаточные пробеги однозарядных частиц при равных скоростях относятся, как массы этих частиц, т. е.  $R_p : R_d : R_t = 1:2:3$ . Очевидно,  $E_p : E_d : E_t = 1:2:3$ .

б) Если частицы, обозначаемые индексами  $a$  и  $b$ , имеют одинаковые скорости, то из формулы, приведенной в тексте задачи, следует:

$$R_b(E) = \left( \frac{z_a}{z_b} \right)^2 \left( \frac{M_b}{M_a} \right) \cdot R_a \left( E \cdot \frac{M_a}{M_b} \right).$$

Это соотношение – точное для частиц с равными зарядами. (В случае частиц с разными зарядами оно останется точным, если вместо  $z_a$  и  $z_b$  подставить некоторые эффективные заряды.) Пользуясь им и зная  $R_a = f(E)$  для частицы с массой  $M_a$ , легко построить зависимость  $R_b = f(E)$  для частицы с массой  $M_b$ . Результаты для тритонов приведены в табл. П.1.2.

в) Следует определить число зерен  $N$  на таком же участке  $\tau$  отрезка следа, укладываемого в эмульсии; из зависимости  $N = f(R)$  определить пробег, а из зависимости  $E = f(R)$  – энергию протона, которому соответствует такая же

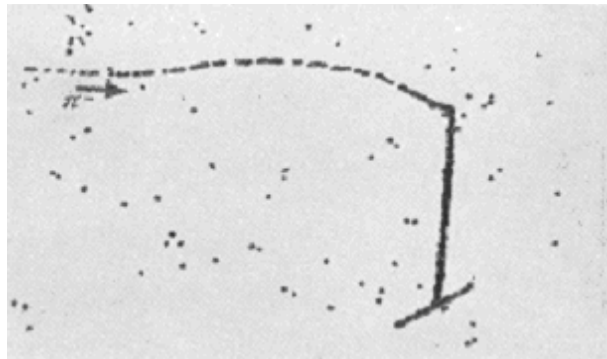


Рис. П.2.6

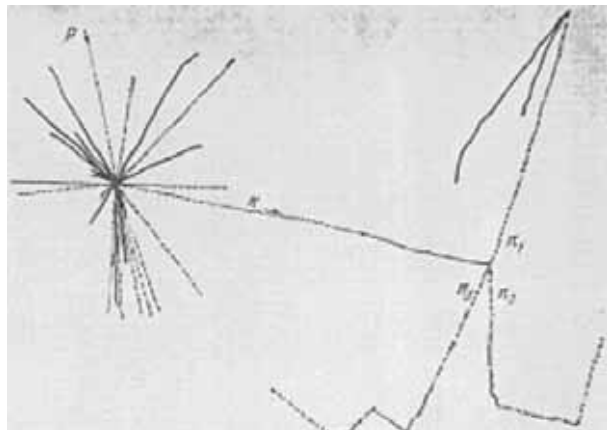


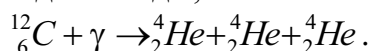
Рис. П.2.7

плотность зерен. Энергии дейтрона и тритона при одинаковой плотности зерен (равной скорости) будут соответственно в 2 и 3 раза больше энергии протона.

2.23. Медленные  $\pi^-$ -мезоны в поле ядра захватываются на боровскую орбиту и, взаимодействуя с ядром, поглощаются им. При этом происходит расщепление ядра. В фотографических эмульсиях след мезона оканчивается в большинстве случаев звездой (см. рис. П.2.6, П.2.7). Следует, однако, иметь в виду, что в эмульсиях приблизительно в 30% случаев поглощение  $\pi^-$ -мезонов приводит к испусканию только нейтральных частиц.

Медленный  $\pi^+$ -мезон распадается на  $\mu^+$ -мюон с энергией 4,1 МэВ и нейтрино,  $\mu^+$ -мюон в свою очередь распадается на электрон и два нейтрино. Таким образом, в фотографических электроночувствительных эмульсиях в конце пробега  $\pi^+$ -мезона наблюдается след  $\mu^+$ -мюона определенной длины ( $\sim 600$  мкм), а в конце следа  $\mu^+$ -мюона — след электрона (см. рис. П.2.8).

2.24. На рис. П.1.6 показаны две звезды, соответствующие реакции



Никакое другое, из легких ядер эмульсии, не может дать расщепление на три одинаковых частицы.

2.25.  $4,2 \cdot 10^{-14}$  А.

2.26. Изменение потенциала собирающего электрода:  $\Delta V = Q/C$ ; заряд, собранный на нем:

$$Q = \Delta V \cdot C = 2 \cdot 10^{-12} \text{ Кл.}$$

Число пар ионов, созданных в камере космическими частицами:

$$N = Q/e = 1,25 \cdot 10^7.$$

Средний путь космических частиц в камере равен  $\frac{2}{3}d$ , где  $d$  — диаметр камеры. Таким образом, одна частица в среднем создает  $3 \cdot \frac{2}{3} = 2$  пар ионов. Следовательно, через камеру прошло  $1,25 \cdot 10^7 / 2 = 6,25 \cdot 10^6$  частиц.

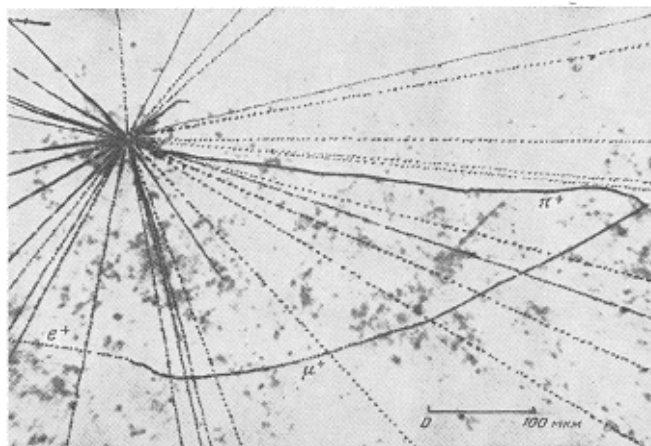


Рис. П.2.8

$$2.27. d_{эфф} = \frac{d}{\overline{\cos \vartheta}}, \quad \overline{\cos \vartheta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \cdot \sin \vartheta \, d\vartheta}{\int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \, d\vartheta} = \frac{1}{2}, \quad d_{эфф} = 2d.$$

2.28. Из уравнения для  $I/I_{нас.}$  получаем  $0,3524 J = \ln(1 + 0,3595 J)$ . Решая это уравнение графически, находим  $J = 0,111$  Р. Максимальная интенсивность, измеряемая камерой при указанных условиях, около 2,8 Р (рентген).

2.29. За 4,2 ч.

2.30.  $2,7^\circ$  С.

$$2.31. \omega_\phi = \frac{E_n}{N_\phi} = \frac{E_\phi}{\eta_k} = 70 \text{ эВ.}$$

2.32.  $? \cdot 10^7$  фотонов.

2.33. Так как эффективность регистрации заряженных частиц равна 100%, то сцинтилляционный счетчик должен регистрировать каждый  $\gamma$ -квант, поглощенный или рассеянный в счетчике. На этом основании для искомой эффективности счетчика нетрудно получить  $\varepsilon_d = 1 - \exp(-\mu \cdot d)$ .

2.34.  $N_\phi = N/\varepsilon_d \approx 18$   $\gamma$ -квантов в секунду. Здесь  $N$  – число световых импульсов в секунду. Выражение для  $\varepsilon_d = 1 - \exp(-\mu \cdot d)$  найдено в предыдущей задаче.

2.35.  $V = e \cdot N_0 \cdot \mathcal{M}/C \approx 16$  В.

2.36. 40 В.

2.37. Около 140 кэВ.

2.38.  $? \cdot 10^{-9}$  А.

$$2.39. V_{\text{порог}} = V_{\text{ion}} \cdot \frac{\ln(r_a/r_i)}{\ln\left(\frac{r_i + \lambda_0/P}{r_i}\right)} = ? \text{ В.}$$

2.40. а) Амплитуда импульса напряжения в пропорциональном счетчике  $V = Q \cdot \mu / C$ , где  $Q$  – заряд быстрых частиц,  $C$  – ёмкость, Зная энергию  $\alpha$ -частицы и среднюю энергию образования пары ионов, можно найти среднее число пар ионов, образуемых  $\alpha$ -частицей на полном пробеге, а затем на 1 см её пути. Последнее число равно  $7,3 \cdot 10^4$ . Зная средний путь, проходимый  $\alpha$ -частицей в счетчике, легко найти, что среднее число пар ионов, созданных  $\alpha$ -частицей при прохождении через счетчик, равно  $? \cdot 10^5$ . Ему соответствует амплитуда импульса напряжения ?? В.

б)  $1,? \cdot 10^{-3}$  В.

2.41. Если число частиц, зарегистрированных счетчиком, равно  $n$ , а разрешающее время счетчика  $\tau$ , то в течение времени  $n \cdot \tau$  счетчик не сможет зарегистрировать ни одной из попавших в него частиц. Число частиц, прошедших в течение этого времени через счетчик, равно  $N \cdot n \cdot \tau$ . Следовательно, полное число частиц, прошедших через счетчик в единицу времени, равно  $N = n + N \cdot n \cdot \tau$ , т. е. сумме зарегистрированных и незарегистрированных частиц. Отсюда для разрешающего времени счетчика получаем  $\tau = (N - n) / N \cdot n$ .

$$2.42. \tau = \frac{1}{n_{12}} \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{n_{12}(n_1 + n_2 - n_{12})}{n_1 \cdot n_2}} \right] = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ с.}$$

$$2.43. N = 1250 \text{ с}^{-1}.$$

2.44. Так как разрешающее время фотоумножителя меньше разрешающего времени кристалла, то фотоумножитель регистрирует все частицы, зарегистрированные кристаллом. Следовательно, число зарегистрированных частиц, будет определяться только временем высвечивания стильбена:  $n = ? = 3,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ .

2.45. Число частиц, зарегистрированных счетчиком:  $n_1 = N/(1 + N \cdot \tau_1)$ . Число импульсов счетчика, зарегистрированных регистрирующим устройством:

$$n = \frac{n_1}{1 + n_1 \cdot \tau_2} = \frac{N}{1 + N(\tau_1 + \tau_2)} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

2.46. Число случайных совпадений равно  $\nu = 2 \cdot \tau \cdot n_1 \cdot n_2$ . Множитель 2 появляется потому, что разряд во втором счетчике может либо предшествовать, либо следовать за разрядом в первом счетчике с интервалом  $\tau$ .

### 2.3. Эффективность регистрации и методы ядерной спектроскопии

3.1. При равновероятном распределении направлений вылета, вероятность частице вылететь в направлении, заданном полярным углом  $\varphi$  и азимутальным  $\psi$  даётся выражением

$$p(\varphi, \psi) = \frac{d\Omega}{4\pi},$$

где  $d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$  – элемент телесного угла.

Так как  $\varphi$  и  $\psi$  – независимы, то вероятность совместного появления равна произведению вероятностей каждого

$$p(\varphi, \psi) = p(\varphi)p(\psi)d\varphi d\psi.$$

Следовательно

$$p(\varphi, \psi) = \frac{\sin \varphi d\varphi d\psi}{4\pi} = p(\varphi) \cdot p(\psi) d\varphi d\psi.$$

Отсюда получаем

$$p(\varphi) \cdot p(\psi) = \frac{\sin \varphi}{4\pi}.$$

Интегрируя по  $\psi$  от 0 до  $2\pi$  и накладывая условие нормировки  $\int_0^{2\pi} p(\psi) d\psi = 1$ ,

получаем

$$p(\varphi) \cdot \int_0^{2\pi} p(\psi) d\psi = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} d\psi,$$

$$p(\varphi) = \frac{\sin \varphi}{2}.$$

Для вероятности  $p(\psi)$  имеем

$$p(\psi) = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \frac{1}{p(\varphi)} = \frac{\sin \varphi}{4\pi} \cdot \frac{2}{\sin \varphi} = \frac{1}{2\pi},$$

$$p(\psi) = \frac{1}{2\pi}.$$

3.2. Путь частицы равен  $x = 2R \sin \varphi$ .

Площадь элемента поверхности

$$dS = R d\varphi \cdot R \cos \varphi d\psi. \quad (1)$$

С учетом аксиальной симметрии по углу  $\psi$  ( $0 \div 2\pi$ )

$$dS = 2\pi \cdot R^2 \cos \varphi d\varphi. \quad (2)$$

Площадь проекции элемента поверхности (2) перпендикулярную к направлению падающего пучка получим, умножив (2) на  $\sin \varphi$

$$dS' = 2\pi \cdot R^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi d\varphi. \quad (3)$$

Вероятность частицы пройти путь  $x$  (рис. П.2.9), через сферу равно отношению площади проекции элемента поверхности (3) к площади поперечного сечения сферы

$$p(x)dx = \frac{2\pi \cdot R^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi}{\pi \cdot R^2} = 2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi \cdot d\varphi. \quad (4)$$

Теперь средний путь  $\bar{x}$  находим по общему правилу

$$\bar{x} = \frac{\int x \cdot p(x) dx}{\int p(x) dx}. \quad (5)$$

Получаем

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\pi/2} 2R \cdot \sin \varphi \cdot 2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi}{\int \sin \varphi \cos \varphi d\varphi}.$$

$$\bar{x} = ?.$$

Необходимо всё то же самое проделать в декартовой системе координат.

3.3. Путь частицы, пересекающей цилиндр, перпендикулярно его оси

$$x = 2R \cdot \sin \varphi.$$

Площадь элемента цилиндрической поверхности с учётом симметрии

$$dS = l \cdot 2R d\varphi.$$

Площадь проекции этого элемента умноженного на  $\sin \varphi$

$$dS' = l \cdot 2R \cdot \sin \varphi d\varphi.$$

Вероятность частице пройти в цилиндре путь в интервале от  $x$  до  $x + dx$  равна отношению площади проекции  $dS'$  к площади поперечного сечения цилиндра  $\sim 2R \cdot l$

$$p(x) = \sin \varphi d\varphi.$$

Средний путь

$$\bar{x} = \frac{\int x \cdot p(x) dx}{\int p(x) dx} \Rightarrow ?.$$

После несложных преобразований получаем

$$\bar{x} = ?.$$

3.4. Элемент телесного угла  $d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi$ . После интегрирования получаем (см. рис. П.2.10)

$$\Omega = \int_{\varphi=0}^{\vartheta_0} \int_{\psi=0}^{2\pi} \sin \varphi \cdot d\varphi d\psi = 2\pi \cdot (1 - \cos \vartheta_0);$$

$$\Omega = 0,714 \text{ ср.}$$

3.5. Телесный угол (см. рис. П.2.10) определяется следующим образом

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \vartheta_0);$$

$$\cos \vartheta_0 = \frac{l}{\sqrt{r^2 + l^2}};$$

$$\Omega = ? \text{ ср.}$$

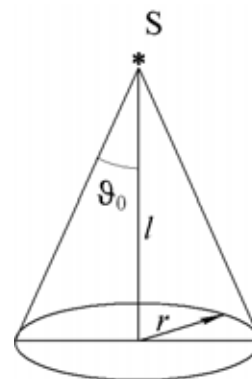


Рис. П.2.10

3.6.  $\Omega = 2\pi(1 - \cos \vartheta_0)$

$\alpha = ?$  рад.

Заметим, что

1 рад = 57,29578°

$\alpha = 65,541^\circ$ .

3.7. Телесный угол, вырезаемый коллиматором

$$\Omega = 2\pi \left( 1 - \frac{l}{\sqrt{r^2 + l^2}} \right).$$

Доля полного потока изотропного источника, вырезаемая коллиматором

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 9,7 \cdot 10^{-2}.$$

3.8. Счетчик видит каждую точку источника под разными телесными углами (рис. П.2.11). Поэтому, для учета геометрического фактора необходимо

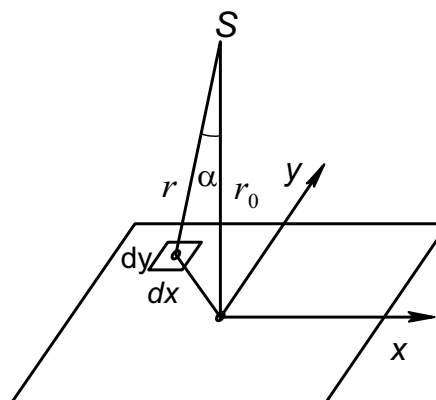


Рис. П.2.11

провести усреднение телесного угла по всему источнику.

Телесный угол, под которым окно счетчика видит элемент площади источника  $dydx$ , не зависит от координаты  $z$  и равен

$$\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos\vartheta),$$

где

$$\cos\vartheta = \frac{r_0}{l} = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + \rho^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho^2/r_0^2}},$$

$$\cos\vartheta \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2}.$$

Здесь  $r_0$  – расстояние по перпендикуляру от центра окна счетчика до источника;  $\rho$  – радиус окна счетчика;  $S$  – площадь окна;  $r$  – расстояние от центра окна до некоторой точки источника с координатами  $x, y$ . Обозначения остальных параметров показаны на рис П.2.12.

$$\Omega = 2\pi \cdot \left(1 - 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2}\right) = \pi \cdot \frac{\rho^2}{r_0^2} = \frac{S}{r_0^2},$$

где  $S$  – площадь окна счетчика. Обозначим через  $S'$  – эффективную площадь окна счетчика, которую можно увидеть из элемента площади источника  $dydx$ , расположенной в некоторой точке источника с координатами  $x, y$ .

Причем предполагаем, что  $\frac{S'}{S} \approx \cos\alpha$  – приближенное представление, поскольку  $S'$  соответствует эллипсу и одновременно является проекцией окружности  $S$ :

$$S' = S \cdot \cos\alpha;$$

$$\Omega = S' / r^2;$$

$$\cos\alpha = r_0 / r;$$

$$\Omega = S \cdot \cos\alpha / r^2 = \frac{r_0}{r^3} \cdot S.$$

Отсюда усредненное значение телесного угла

$$\bar{\Omega} = 4 \int_0^{a/2} \int_0^{b/2} \frac{S r_0 dx dy}{(r_0^2 + x^2 + y^2)^{3/2}} \cdot \frac{1}{ab},$$

$$\bar{\Omega} \approx \frac{4S}{ab} \cdot \arctg \left( \frac{ab}{4r_0 \sqrt{r_0^2 + (a^2/4) + (b^2/4)}} \right) \approx 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ рад.}$$

3.9. Рассмотрим слой  $dx$  на глубине  $x$  от поверхности пластины (рис. П.2.13). Число квантов, поглощенных в этом слое в расчете на  $1 \text{ см}^2$ , равно

$$dn = n \cdot \mu \cdot dx,$$

где  $n = n_0 \exp(-\mu x)$  – число квантов, прошедших без взаимодействия слой  $x$ . Следовательно

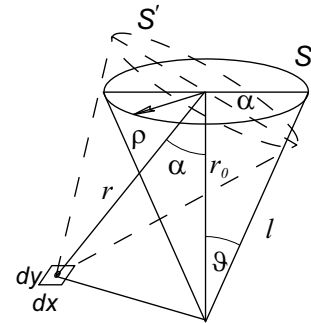


Рис. П.2.12

$$dn = n_0 \exp(-\mu x) \cdot \mu dx.$$

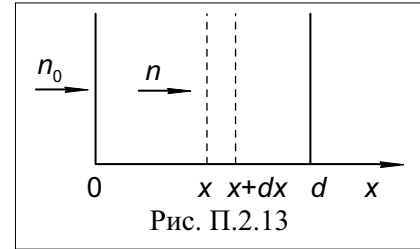
Интегрируя по толщине детектора, получаем

$$\int_0^d dn = \int_0^d n_0 \exp(-\mu x) \cdot \mu \cdot dx,$$

$$n = n_0(1 - \exp(-\mu d)).$$

Число квантов, поглощенных в детекторе

$$N = n_0 \cdot S \cdot (1 - \exp(-\mu d)).$$



3.10. В начальный момент времени токи в камерах равны

$$i_{01} = i_{02} = i_0.$$

Поскольку период полураспада  $^{226}\text{Ra}$  велик ( $T_{1/2} = 1600$  лет), активность его можно считать постоянной. В камере с  $^{60}\text{Co}$  ток уменьшится и станет равным

$$i_2 = i_0 \exp(-\lambda \cdot t).$$

Сила разностного тока

$$\Delta i = i_0 - i_2 = i_0(1 - \exp(-\lambda \cdot t)).$$

При  $\lambda \cdot t \ll 1$   $\Delta i \approx i_0 \lambda \cdot t$ . Отсюда период полураспада  $^{60}\text{Co}$  будет равен

$$T_{1/2} = 5,15 \text{ лет.}$$

Погрешность в определении  $T_{1/2}$  определяется погрешностью в измерении  $\Delta i$  и составляет около 10%.

3.11. Телесный угол, в котором излучение падает на детектор, значителен, поэтому надо учитывать различие путей, проходимых в детекторе квантами, вылетающими под разными углами. Плотность потока  $\gamma$ -квантов, попадающих в детектор в единице телесного угла, равна

$$n_0 d\Omega / 4\pi,$$

где  $n_0$  – активность источника. Вероятность  $\gamma$ -кванту поглотиться в детекторе дается выражением

$$p = 1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi),$$

где  $d / \cos\varphi$  – путь через детектор  $\gamma$ -кванта, вылетевшего из источника под углом  $\varphi$  к нормали (см. рис. 1.7). Число поглощенных квантов на единицу поверхности равно произведению числа падающих квантов на вероятность поглотиться

$$dn = n_0 \cdot d\Omega \cdot \frac{1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi)}{4\pi}.$$

Так, как плотность потока квантов, падающих на детектор в телесном угле  $\Omega$ , равна  $n_{\text{пад.}} = n_0 \cdot \Omega / 4\pi$ , то эффективность регистрации будет выражаться в виде

$$\eta = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} [1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi)] d\Omega.$$

Используя  $\Omega = \sin\varphi d\varphi d\psi$ , получаем



$$\eta = \frac{1}{\Omega} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\varphi_0} [1 - \exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi)] \sin\varphi \, d\varphi$$

или

$$\eta = \frac{2\pi}{\Omega} \int_0^{\varphi_0} [\exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi) - 1] d(\cos\varphi).$$

Так, как  $\Omega = 2\pi(1 - \cos\varphi_0)$ , то получаем

$$\eta = \frac{1}{1 - \cos\varphi_0} \int_0^{\varphi_0} \exp(-\mu \cdot d / \cos\varphi) d(\cos\varphi) + 1.$$

Применяя подстановку  $-\mu \cdot d / \cos\varphi = x$ , представим интеграл в виде

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{\exp x}{x^2} dx,$$

где  $x_1 = -\mu d$ ;  $x_2 = -\mu d / \cos\varphi_0$ . Интеграл можно найти только численным способом. В результате получим  $\eta = 0,359$ .

Для узкого параллельного пучка

$$\eta = 1 - \exp(-\mu d) = 0,330.$$

Если угол при вершине конуса уменьшать, то будет уменьшаться и эффективность, стремясь к значению эффективности для узкого пучка.

3.12. Взаимное расположение детектора и источника показано на рис. П.2.14.

В диапазоне углов  $0 - \varphi_1$  путь кванта через детектор

$$x = d / \cos\varphi.$$

В диапазоне углов  $\varphi_1 - \varphi_2$

$$x = \frac{a}{\sin\varphi} - \frac{h}{\cos\varphi}.$$

Углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  определяются из соотношения

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{a}{h+d}; \quad \operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{a}{h}.$$

Согласно решению предыдущей задачи можно записать

$$\eta = \frac{1}{1 - \cos\varphi_2} \cdot \left\{ \int_0^{\varphi_1} [1 - \exp(-\mu d / \cos\varphi)] \sin\varphi \, d\varphi + \right. \\ \left. + \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \left[ 1 - \exp\left(-\mu \left( \frac{a}{\sin\varphi} - \frac{h}{\cos\varphi} \right)\right) \right] \sin\varphi \, d\varphi \right\}.$$

Численное интегрирование дает значение  $\eta = 0,390$ .

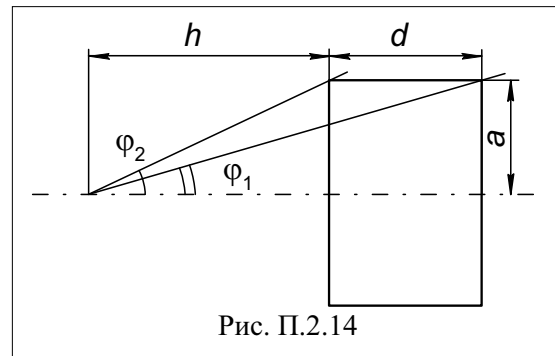


Рис. П.2.14

3.13. Запишем нормальное распределение в виде

$$n(A) = n_{\max} \cdot \exp\left[-\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2}\right],$$

где  $n_{\max}$  – ордината максимума при  $A = A_0$ .

При  $A - A_0 = \Gamma/2$ ,  $n = n_{\max}/2$ ,

отсюда

$$\begin{aligned} \Gamma^2 &= \sigma^2 ?; \\ \Gamma &\approx \sigma \cdot 2,355. \end{aligned}$$

3.14.  $\Gamma \approx \sigma \cdot 2,355$ . Поскольку нормальное распределение нормировано на 1 (!), то площадь под кривой  $S = 1$ . При этом:

$$\begin{aligned} n_{\max} &= \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}}; \\ n &= \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(A - A_0)^2}{2\sigma^2}\right]; \\ \Gamma \cdot n_{\max} &= \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}. \end{aligned}$$

Следовательно:

$$S = \frac{\Gamma \cdot n_{\max}}{\sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}} = 1,064467 \cdot \Gamma \cdot n_{\max}.$$

3.15. Запишем нормальное распределение в виде

$$y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right].$$

В точках перегиба вторая производная равна 0. Находим последовательно первую и вторую производные

$$\begin{aligned} y' &= ?; \\ y'' &= \frac{-1}{\sigma^3} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-a)^2}{?}\right] + ? = 0; \\ \frac{(x-a)^2}{\sigma^2} &= 1. \end{aligned}$$

Значения абсцисс в точке перегиба:

$$x_{1,2} = a \pm \sigma.$$

Величина ординаты в точке перегиба

$$y_{1,2} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp[?] = \frac{1}{\sigma} \cdot 0,24197.$$

Выражение для прямой линии  $y = kx + b$ ; где коэффициент  $k = \frac{dy}{dx}$ .

Уравнения касательных в точке перегиба найдем следующим образом:

$$y = kx + b$$

—

$$y_{1,2} = k_{1,2} \cdot x_{1,2} + b$$

---


$$y - y_{1,2} = k_{1,2} \cdot (x - x_{1,2});$$

$$y = y_{1,2} + \left( \frac{dy}{dx} \right)_{1,2} \cdot (x - x_{1,2}),$$

где индексы (1 и 2) относятся, соответственно, к прямым линиям, проходящим через первую и вторую точки перегиба. Подставляя значения производных в точках перегиба и значения абсцисс и ординат, получим

$$y_{1 \text{ касат.}} = \frac{0,24197}{?} \cdot x + ? \cdot \left( 2 - \frac{a}{\sigma} \right),$$

$$y_{2 \text{ касат.}} = -\frac{0,24197}{?} \cdot x + ? \cdot \left( 2 + \frac{a}{\sigma} \right).$$

Основание треугольника найдем из условия, что  $y_{1,2 \text{ касат.}} = 0$ . Получим

$$x_{1 \text{ основан.}} = -2\sigma + ?,$$

$$x_{2 \text{ основан.}} = 2\sigma + ?.$$

Основание

$$\Delta = x_{2 \text{ основан.}} - x_{1 \text{ основан.}} = ?.$$

Высота треугольника при  $x = a$

$$y_{\text{выс.}} = \frac{0,48394}{?}.$$

3.16. Площадь треугольника

$$S_{\Delta} = ? = 0,96788 ,$$

но, поскольку нормальное распределение нормировано на 1, то  $S = S_{\Delta} \cdot k \Rightarrow 1$  и, следовательно, площадь треугольника равна

$$S = S_{\Delta} \cdot 1,03318 .$$

3.17. Запишем нормальное распределение в виде

$$\begin{aligned} N_i &= N_0 \exp\left(-\frac{(n_0 - n_i)^2}{2\sigma^2}\right). \\ \ln \frac{N_{i+1}}{N_{i-1}} &= \ln \frac{\exp\left(-\frac{(n_0 - n_{i+1})^2}{2\sigma^2}\right)}{\exp\left(-\frac{(n_0 - n_{i-1})^2}{2\sigma^2}\right)} = \\ &= \frac{n_{i+1} - n_{i-1}}{2\sigma^2} (n_0 - (n_{i+1} + n_{i-1})). \end{aligned}$$

Поскольку

$$n_{i+1} - n_{i-1} = 2,$$

$$n_{i+1} + n_{i-1} = 2n_i, \text{ то}$$

$\ln \frac{N_{i+1}}{N_{i-1}} = \frac{?}{?^2} (? - n_i)$ , что и требовалось доказать.

3.18. Амплитуда сигнала детектора связана с энергией частиц соотношением

$$A = f(E).$$

Энергетическое разрешение

$$\eta = \frac{\Delta E}{E}, \quad \frac{\partial A}{\partial E} = f'(E), \quad \Delta E = \frac{\Delta A}{f'(E)}.$$

Следовательно

$$\eta = \frac{\Delta A}{E \cdot f'(E)} \cdot \frac{f(E)}{A} = \frac{\Delta A}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{f(E)}{f'(E)}.$$

Если  $A \sim kE$ , где  $k = f'(E)$ , то

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta A}{A} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{k \cdot E}{k} \text{ и, следовательно, } \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta A}{A}.$$

3.19. Если  $E = E_1 + E_2$ , то квадрат ширины линии

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2;$$

$$(\Delta E_1)^2 = E_1^2 (A + B/E_1);$$

$$(\Delta E_2)^2 = E_2^2 (A + B/E_2);$$

$$\frac{(\Delta E)^2}{(E_1 + E_2)^2} = \frac{E_1^2 (A + B/E_1) + E_2^2 (A + B/E_2)}{(E_1 + E_2)^2};$$

$$\eta^2 = \frac{E_1^2 \cdot A + B \cdot E_1 + E_2^2 \cdot A + B \cdot E_2}{(E_1 + E_2)^2};$$

$$\eta^2 = A + \frac{B}{E};$$

$$\eta^2 = A \left[ 1 - \frac{2E_1 E_2}{(E_1 + E_2)^2} \right] + \frac{B}{E_1 + E_2}.$$

Видно, что разрешение для суммарного пика, лучше, чем для пика, образующегося при энерговыделении в кристалле энергии  $E = E_1 + E_2$  одной порцией. Минимальное значение  $\eta^2$  при  $E_1 = E_2 = E/2$ :

$$\eta_{\min}^2 = \frac{A}{2} + \frac{B}{E}.$$

3.20.  $\eta = \frac{\Delta E}{E}$ .

$$\eta^2 = A \left[ 1 - \frac{2E_1 E_2}{(E_1 + E_2)^2} \right] + \frac{B}{E_1 + E_2} \quad (1)$$

$$\eta_{\min}^2 = \frac{A}{2} + \frac{B}{E} \quad (2)$$

Согласно выражению (1)

$$\eta = ? \cdot 10^{-2};$$

$$\eta^2 = \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2; \quad (\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2 = \eta_1^2 \cdot E_1^2 + \eta_2^2 \cdot E_2^2 = ?$$

$$\eta^2 = \frac{(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2}{(E_1 + E_2)^2} = ? \cdot 10^{-?};$$

$$\eta = ? \cdot 10^{-?}.$$

3.21. Запишем исходное амплитудное распределение в виде

$$f(A) = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[ \frac{-(A - A_0)^2}{2\sigma^2} \right].$$

При регистрации такого распределения амплитудным анализатором с конечной шириной канала распределения останется нормальным, но его ширина несколько увеличится. Запишем измеряемое амплитудное распределение, заменив  $\sigma \rightarrow \sigma + \Delta\sigma$

$$\varphi(A) = \frac{N_0}{(\sigma + \Delta\sigma) \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[ \frac{-(A - A_0)^2}{2(\sigma + \Delta\sigma)^2} \right].$$

Отношение искаженного распределения к неискаженному равно:

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = \frac{\sigma}{(\sigma + \Delta\sigma)} \exp \left\{ \frac{(A - A_0)^2}{2} \left[ \frac{1}{\sigma^2} - \frac{1}{(\sigma + \Delta\sigma)^2} \right] \right\}.$$

Выражение в квадратных скобках можно преобразовать

$$\frac{1}{\sigma^2} \left[ 1 - \frac{1}{\frac{\sigma^2 + 2\Delta\sigma \cdot \sigma + \Delta\sigma^2}{\sigma^2}} \right] = \frac{1}{\sigma^2} \left[ 1 - \frac{1}{1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma} + \frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2}} \right].$$

Раскладываем в ряд  $\frac{1}{1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}} \rightarrow 1 - 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$  и, пренебрегая членами малого

порядка, получаем

$$= \frac{1}{\sigma^2} \left[ 1 - 1 + 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \right] = \frac{1}{\sigma^2} \cdot 2\frac{\Delta\sigma}{\sigma}.$$

Следовательно

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = \left( \frac{1}{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma}} \right) \exp \left[ \frac{(A - A_0)^2}{2} \frac{1}{\sigma^2} \frac{2\Delta\sigma}{\sigma} \right].$$

Напомним некоторые выражения, используемые для разложения в ряд

$$f(a+h) = f(a) + \frac{h}{1!} f'(a) + \frac{h^2}{2!} f''(a) + \dots + \frac{h^n}{n!} f^{(n)}(a) \dots;$$

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \dots;$$

$$(1 \pm x)^{-m} = 1 \mp mx + \frac{m(m+1)}{2!} \cdot x^2 \mp \frac{m(m+1)(m+2)}{3!} \cdot x^3 + \dots;$$

$$(1 \pm x)^m = 1 \pm mx + \frac{m(m-1)}{2!} \cdot x^2 \pm \frac{m(m-1)(m-2)}{3!} \cdot x^3 + \dots$$

Продолжаем:

$$\begin{aligned} \frac{\varphi(A)}{f(A)} &= \left(1 - \frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right) \cdot \left(1 + \frac{(A-A_0)^2}{\sigma^2} \frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right) = \\ &= 1 + \frac{(A-A_0)^2}{\sigma^2} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} - \frac{\Delta\sigma}{\sigma} - \frac{(A-A_0)^2}{\sigma^2} \cdot \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2. \end{aligned}$$

Следовательно

$$\frac{\varphi(A)}{f(A)} = 1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \left[ \frac{(A-A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right]. \quad (1)$$

Для определения  $\Delta\sigma$  рассмотрим регистрацию амплитудного распределения  $f(A)$  анализатора с шириной канала  $\Delta A$ .

Число импульсов, регистрируемых в  $i$ -ом канале равно

$$n_i = \int_{A_i - 0,5\Delta A}^{A_i + 0,5\Delta A} f(A) dA,$$

где  $A_i$  – амплитудное значение, соответствующее центру канала.

Разложим функцию  $f(A)$  в окрестности точки  $A_i$  в степенной ряд

$$f(A) = f(A_i) + f'(A_i)(A-A_i) + f''(A_i) \frac{(A-A_i)^2}{2!} + \dots;$$

$$f(A) = f(A_i) \left[ 1 + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot (A-A_i) + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A-A_i)^2}{2} + \dots \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \int_{A_i - 0,5\Delta A}^{A_i + 0,5\Delta A} \left( 1 + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot (A-A_i) + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A-A_i)^2}{2} + \dots \right) d(A-A_i);$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \left[ (A-A_i) + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A-A_i)^2}{2} + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(A-A_i)^3}{3 \cdot 2} + \dots \right];$$

$$n_i = f(A_i) \cdot \left[ \Delta A + \frac{f'(A_i)}{f(A_i)} \cdot \left\{ \frac{\left(\frac{1}{2}\Delta A\right)^2}{2} - \frac{\left(\frac{-1}{2}\Delta A\right)^2}{2} \right\} + \dots \right];$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \left\{ \frac{\left(\frac{1}{2} \Delta A\right)^3 - \left(\frac{-1}{2} \Delta A_i\right)^3}{3 \cdot 2} \right\} \Bigg]; \\
n_i &= f(A_i) \cdot \left[ \Delta A + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(\Delta A)^3}{8 \cdot 3} \right]; \\
n_i &= f(A_i) \cdot \Delta A \cdot \left[ 1 + \frac{f''(A_i)}{f(A_i)} \cdot \frac{(\Delta A)^2}{24} \right]. \tag{2}
\end{aligned}$$

Первая производная от функции

$$f'(A) = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} ?.$$

Вторая производная от функции

$$f'' = \frac{N_0}{\sigma \sqrt{2\pi}} ?;$$

Отношение

$$\frac{f''}{f} = \frac{1}{\sigma^2} \left[ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right].$$

Выражение (2) приобретет вид

$$n_i = f(A_i) \cdot \Delta A \cdot \left[ 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\} \right]. \tag{3}$$

Регистрируемое распределение запишем в виде

$$\begin{aligned}
\varphi(A_i) &= \frac{n_i}{\Delta A} = f(A_i) \left[ 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\} \right], \\
\frac{\varphi(A_i)}{f(A_i)} &= 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left\{ \frac{(A_i - A_0)^2}{\sigma^2} - 1 \right\}. \tag{4}
\end{aligned}$$

Сравнив (1) и (4) получим

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta \sigma}{\sigma} &= \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2}, \\
\Delta \sigma &= \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma}.
\end{aligned}$$

Учитывая, что  $\Gamma = 2,36 \Delta \sigma$ , имеем

$$\Delta \Gamma = \frac{(2,36)^2 (\Delta A)^2}{24\Gamma} \quad (\text{помним, что } \sigma = \frac{\Gamma}{2,36}),$$

$$\Delta \sigma = \frac{\Delta \Gamma}{2,36}.$$

Таким образом, при измерении нормального распределения с шириной  $\Gamma$  анализатором с шириной канала  $\Delta A$  получается пик с шириной

$$\Gamma + \Delta\Gamma = \Gamma + \frac{(2,36)^2 \cdot (\Delta A)^2}{24 \cdot \Gamma}.$$

Относительное уширение пика

$$\frac{\Gamma + \Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0,232 \cdot \left( \frac{\Delta A}{\Gamma} \right)^2.$$

По условию  $\Gamma = 0,4$  кэВ,  $\Delta A = 0,1$  кэВ.

$$\frac{\Gamma + \Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0,232 \left( \frac{0,1}{0,4} \right)^2 = 1 + 0,0145; \quad 1 + \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 1 + 0,0145, \quad \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} = 1,45 \%.$$

$$3.22. \quad \Delta\Gamma = \frac{(2,36)^2}{24} \cdot \frac{(\Delta A)^2}{\Gamma} = 0,232 \frac{(\Delta A)^2}{\Gamma},$$

$$\Delta A = 0,656 \Gamma.$$

3.23.

$$\frac{\varphi(A_i)}{f(A_i)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left[ \frac{(A_0 - A_i)^2}{\sigma^2} - 1 \right], \quad A = A_0 = A_i, \quad \frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24\sigma^2} \left[ \frac{1}{\sigma^2} - 1 \right],$$

$$\Gamma = 2,36\sigma, \quad \sigma^2 = \frac{\Gamma^2}{(2,36)^2},$$

$$\frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 1 + \frac{(\Delta A)^2}{24 \cdot \Gamma^2} \cdot (2,36)^2 \left[ \frac{(2,36)^2}{\Gamma^2} - 1 \right],$$

$$\frac{\varphi(A_0)}{f(A_0)} = 0,99.$$

3.24. Необходимо сравнить выражения для скоростей и частот обращения частиц в магнитном поле.

3.25. – 3.27. Решения аналогичны задаче 3.24.

3.28. **Метод линеаризации (МЛ)** заключается в построении зависимости

$y_i = \ln(N_i / N_{i+1}) = f(n_i)$ , где  $N_i$  и  $N_{i+1}$  – число отсчетов в  $n_i$  и  $n_{i+1}$  каналах анализатора соответственно. Он основан на предположении, что **ППП** описывается гауссовым распределением

$$N_i = \frac{N_\Sigma}{\sigma \cdot \sqrt{2} \cdot \pi} \cdot \exp \left[ -\frac{(n_i - n_0)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right], \quad (1)$$

где  $N_\Sigma$  – суммарное число отсчетов в пике полного поглощения,  $n_0$  – оценка положения максимума пика, т. е.  $\hat{p}$ . Дисперсия распределения  $\sigma^2$  равна

$$\sigma^2 = (\Delta n)^2 / (8 \cdot \ln 2), \quad (2)$$

где  $\Delta n$  – ширина распределения на полувысоте, в каналах ( $\Delta n = 2,355 \sigma$ ).



При таком предположении зависимость  $y_i = f(n_i)$  будет выражаться уравнением прямой линии

$$y_i = an_i + b, \quad (3)$$

где  $a = 1/\sigma^2$ ;  $b = (1 - 2n_0)/(2\sigma^2)$ . Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  определяют методом наименьших квадратов. Выражение для  $a$  и  $b$  будут иметь вид

$$a = ?; \quad (4)$$

$$b = ?; \quad (5)$$

где  $F_{\text{эксп}}(n_i) = \ln(N_i/N_{i+1})$  – экспериментальные значения, определяемые через число отсчетов в каналах;  $n_{\text{max}}$  – максимальное значение точек (каналов), используемых при построении зависимости  $F_{\text{эксп}}(n_i)$ .

Положение пика через коэффициенты  $a$  и  $b$  определится выражением

$$\hat{p} = n_0 = \frac{a - 2b}{2a}. \quad (6)$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

*Среди нижеперечисленных вопросов и ответов на них, помеченных точками, выберите единственный правильный ответ.*

### 1. Вопросы для самоконтроля 1

1. Какую величину называют тормозной способностью вещества?
  - Полные потери энергии частицы на ионизацию и возбуждение атомов среды;
  - Средние потери энергии частицей на ионизацию и возбуждение атомов среды на единице пути;
  - Потери энергии в результате тормозного излучения.
  
2. Что такое критическая энергия электронов?
  - Энергия электронов, при которой ионизационные потери энергии и потери на излучение равны;
  - Энергия, при которой кинетическая энергия равна энергии покоя;
  - Энергия, при которой скорость налетающего электрона становится сравнимой со скоростью электрона в атоме.
  
3. Что такое экстраполированный пробег?
  - Расстояние, на котором энергия электрона в результате радиационного торможения уменьшается в  $e = 2,718$  раз;
  - Расстояние, соответствующее максимальному пробегу частиц;
  - Расстояние, соответствующее пересечению с осью абсцисс (или с уровнем фона) продолжения спадающего линейного участка кривой поглощения электронов в веществе.
  
4. В чём заключается основная разница между пробегом в веществе осколков деления и тяжелых заряженных частиц с  $Z=1;2$ ?
  - Осколки деления в процессе торможения непрерывно изменяют свой заряд и удельные ионизационные потери энергии имеют наибольшее значение в начале пробега осколков и непрерывно уменьшается с потерей энергии осколками;
  - При торможении осколков деления в каждом ионизационном столкновении с атомом выбивается несколько электронов;
  - Осколки деления в каждом акте взаимодействия с атомными электронами теряет лишь малую долю своей энергии.
  
5. В каких целях можно использовать обратный эффект Комптона?
  - Для идентификации заряда рассеянных частиц;
  - С помощью этого эффекта можно получать направленные пучки монохроматичных фотонов высокой энергии;

- С помощью этого эффекта можно получать фотоэлектроны и сопровождающие их оже-электроны.
6. Какой участок вольтамперной характеристики ионизационной камеры соответствует закону Ома?
- Начальный линейный участок;
  - Плато;
  - Переход от линейного участка к плато.
7. Какими величинами определяется ток насыщения ионизационной камеры?
- Разностью потенциалов, приложенных к электродам камеры;
  - Ток насыщения не зависит от приложенного напряжения и его величина определяется плотностью ионизации и объёмом камеры;
  - Интенсивностью излучения и энергией, идущей на образование одной пары ионов.
8. Каким образом проявляется индукционный эффект?
- При этом эффекте амплитуда импульса в камере зависит от места попадания и направления движения частицы;
  - Амплитуда импульса не зависит от места ионизации;
  - Число регистрируемых импульсов резко возрастает за счет ложных импульсов.
9. Основное отличие пропорционального счетчика от ионизационной камеры?
- Эти счетчики отличаются конструкцией электродов и счетной характеристикой;
  - Эти счетчики отличаются от ионизационной камеры использованием более сильного электрического поля, приводящему к тому, что импульс напряжения в результате ударной ионизации и газового усиления возрастает во много раз;
  - Использование специальных газовых смесей и тонких анодных нитей.
10. Чем отличается самогасящийся счетчик Гейгера–Мюллера от несамогасящегося?
- Использованием благородных газов;
  - Образованием положительного пространственного заряда вблизи анодной нити;
  - Использованием гасящих примесей в виде добавок к основному газу, которые предотвращают распространение ультрафиолетовых квантов по всему объему счетчика.
11. Какими факторами обусловлен наклон плато счетной характеристики счетчика Гейгера–Мюллера?

- Космическим излучением, естественной радиоактивностью среды и воздуха, а также радиоактивностью самих материалов, из которых изготовлен счетчик;
  - Наклон плато счетной характеристики обусловлен краевыми эффектами и возникновением ложных импульсов;
  - Наклон плато счетной характеристики обусловлен частицами, попавшие в счетчик в течение времени восстановления.
12. Что такое конверсионная эффективность сцинтиллятора?
- Отношение доли энергии, потерянной быстрой частицей в сцинтилляторе и преобразованной в световую, к полной энергии потерянной частицей в сцинтилляторе;
  - Доля полной энергии частицы, преобразованной в тормозное излучение;
  - Частичное перекрытие спектров поглощения и испускания сцинтиллятора.
13. Для каких целей используют сместители спектров?
- Для изменения среднего времени высвечивания;
  - Для увеличения световыхода сцинтиллятора;
  - Для того, чтобы спектр испускания сцинтилляторов лучше соответствовал спектральной чувствительности фотоумножителя и для уменьшения самопоглощения.
14. Причина эффекта утомления фотокатодов ФЭУ?
- При облучении фотокатода часть ионов щелочного металла Cs, образующихся на поверхности вследствие фотоионизации атомов, диффундируют внутрь катода под действием электрического поля, при этом поверхность обедняется атомами цезия, что приводит к увеличению работы выхода и к уменьшению фототока;
  - Утомление фотокатодов связано с выходом с его поверхности электронов в результате термоэмиссии;
  - Флуктуацией токов утечки и нестабильностью источника питания.
15. Какой материал применяют для изготовления динодов ФЭУ?
- Алюминий;
  - Электролитическую медь;
  - Сурьмяно-цезиевое покрытие.
16. От каких параметров среды зависит энергетический порог излучения Вавилова–Черенкова?
- От атомного номера вещества;
  - От показателя преломления;
  - От плотности среды.

17. Каким образом ориентировано излучение Вавилова–Черенкова?
- Испускается только вперед в направлении, образующем некоторый угол с направлением движения пучка частиц;
  - Испускается строго перпендикулярно направлению движения пучка частиц;
  - Распространяется вдоль направления движения частицы.
18. Чем отличается пороговый детектор Вавилова–Черенкова от детектора с фокусировкой?
- Простотой изготовления;
  - Способностью непосредственно определять скорость частицы;
  - Способностью регистрировать только те частицы, энергия которых превышает определенное значение.
19. Какие носители заряда участвуют в переносе тока в полупроводнике?
- Электроны и дырки;
  - Электроны и позитроны;
  - Положительно заряженные ионы и электроны.
20. Проявляется ли индукционный эффект в полупроводниковом счетчике?
- Не всегда;
  - Не проявляется;
  - Характерен только для полупроводника *n*-типа.
21. Отличие полупроводника с собственной проводимостью от полупроводника с компенсированной проводимостью заключается в том, что:
- Это идеально чистый полупроводниковый кристалл, так что число свободных электронов в полупроводнике равно числу дырок;
  - В полупроводнике имеются одновременно донорный и акцепторный уровни так, что количество электронов уходящих с донорного уровня, равняется количеству электронов, приходящих на акцепторный уровень;
  - В полупроводнике имеются только донорные примеси.
22. Что такое обеднённая зона в полупроводниковом детекторе?
- Дефекты, расположенные в середине запрещенной зоны;
  - Это *p-n* – переход, где под действием объемного заряда и напряжения обратного смещения удалены все свободные носители как из области вблизи перехода, так и из областей, лежащих по обе стороны от него;
  - Область полупроводника с очень малым удельным сопротивлением материала, позволяющая получать большие токи.

## 2. Вопросы для самоконтроля 2

1. Тяжелые заряженные частицы с малым зарядом – это:
  - Нейтроны;
  - Фотоны;
  - Дейтроны, протоны,  $\alpha$ -частицы;
  - Тяжелые осколки деления ядер.
2. Энергия, теряемая тяжелой заряженной частицей при соударении, определяется в основном:
  - Массой налетающей частицы;
  - Массой ядра отдачи;
  - Скоростью электронов в атоме;
  - Скоростью налетающей частицы.
3. Тормозная способность вещества в области релятивистских энергий тяжелых заряженных частиц при  $\beta \Rightarrow 1$  замедляет свой ход в результате:
  - Перезарядки частицы;
  - Эффекта прилипания;
  - Эффекта плотности;
  - Эффекта связи электронов в атомах.
4. За барьером первоначальное моноэнергетическое излучение имеет некоторое распределение, которое можно характеризовать вероятной энергией. Это:
  - Максимальная энергия спектра;
  - Минимальная энергия в спектре;
  - Средняя энергия в спектре;
  - Энергия, соответствующая максимуму кривой распределения.
5. Радиационные потери энергии существенны для:
  - Фотонов;
  - Электронов;
  - Тяжелых заряженных частиц;
  - Протонов.
6. Формула Резерфорда справедлива для случая столкновения частицы с атомом, когда:
  - Прицельный параметр больше радиуса атома;
  - Прицельный параметр примерно равен радиусу ядра;
  - Прицельный параметр больше радиуса ядра, но меньше радиуса атома;
  - Прицельный параметр примерно равен радиусу налетающей частицы.

7. Упругое рассеяние электронов становится диффузным, когда:
- Средний угол рассеяния  $\leq 20^\circ$ ;
  - Средний угол рассеяния  $\approx 25^\circ$ ;
  - Средний угол рассеяния  $\geq 90^\circ$ ;
  - Средний угол рассеяния  $\approx 33^\circ$ .
8. Экстраполированная длина пробега – это:
- Продолжение спадающего линейного участка кривой поглощения моноэнергетических электронов до пересечения с уровнем фона;
  - Пробег, соответствующий максимальной энергии электронов;
  - Пробег, соответствующий граничной энергии  $\beta$ -спектра;
  - Пробег, соответствующий средней энергии электронов.
9. Сечение фотоэффекта на  $K$ -оболочке пропорционально:
- $Zm_0c^2$ ;
  - $Zhv$ ;
  - $Z^2/hv$ ;
  - $Z^5 \cdot (hv)^{-7/2}$ .
10. Гамма-квант может образовывать пару электрон-позитрон в поле электрона, если его энергия:
- $\geq 2m_0c^2$ ;
  - $\geq 4m_0c^2$ ;
  - $\geq 7m_0c^2$ ;
  - $\approx m_0c^2$ .
11. Ионизационная камера для  $\gamma$ -излучения изготавливается:
- С очень тонким входным окном;
  - С толщиной окна меньше пробега Оже-электронов;
  - Толстостенными для поглощения  $\gamma$ -излучения;
  - Источник  $\gamma$ -излучения размещают внутри камеры.
12. Пропорциональные счетчики отличаются от ионизационных камер:
- Использованием специального гасящего газа;
  - Применением очень тонкой анодной нити;
  - Применением большого сопротивления нагрузки;
  - Использованием цилиндрической конструкции и более высокой напряженности поля .
13. Мертвое время счетчика Гейгера–Мюллера – это:
- Время, в течение которого счетчик не может регистрировать другие частицы;

- Время, за которое в счетчике диссоциирует половина молекул гасящих добавок;
  - Время, за которое в счетчике полностью произойдет диссоциация всех молекул гасящих добавок;
  - Время, в течение которого разряд распространяется вдоль анодной нити.
14. Самой большой конверсионной эффективностью обладают сцинтилляторы:
- $ZnS(Ag)$ ;
  - $NaI(Tl)$ ;
  - Антрацен;
  - Стильбен.
15. Коэффициент усиления ФЭУ определяется:
- Числом динодов;
  - Числом электронов, вылетающих с фотокатода;
  - Разностью потенциалов между динодами;
  - Материалом анода.
16. Излучение Вавилова–Черенкова возникает в случае, когда:
- Скорость частицы превышает скорость света;
  - Скорость частицы, движущейся в прозрачной среде, превышает фазовую скорость света в данной среде;
  - Если заряд атомов данной среды  $\geq 47$ ;
  - Если показатель преломления среды  $n=1$ .
17. Энергия, идущая на образование носителей тока в полупроводниковом детекторе:
- $\approx 34$  эВ;
  - $\approx 12$  эВ;
  - $\approx 81,4$  эВ;
  - $\leq 6$  эВ.
18. Плотность тока в полупроводниковом детекторе  $n$ -типа определяется:
- Концентрацией электронов и дырок;
  - Концентрацией ионов;
  - Концентрацией электронов;
  - Концентрацией дырок.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляпидевский В.К. **Методы детектирования излучений**: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 408 с.: ил.
2. Абрамов А. И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. **Основы экспериментальных методов ядерной физики**. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1977. – 528 с.
3. Ободовский И.М. **Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики**: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.: ил.
4. Воробьев А.А., Кононов Б.А. **Прохождение электронов через вещество**. – Томск: Изд. ТГУ, 1966.– 179 с.
5. Стародубцев С.А., Романов А.М. **Прохождение заряженных частиц через вещество**. Ташкент: Изд. АН Узб. ССР, 1962.– 228 с.
6. Кононов Б.А., Лукин А.Л. **Протонная радиография**.–Томск: Изд-во Том. Ун-та, 1988. – 168 с.
7. R.M. Sternheimer, R.F. Peierls. General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles. *Phys. Rev. B*. v. **3**. №11. 1971. 3681-3692.
8. **Бета - и гамма - спектроскопия**. Под ред. К. Зигбана: Пер. с англ. – М.: Гос. издат. Физ.- мат. литер., 1959. – 907 с.
9. Landau, L. (1944). On the energy loss of fast particles by ionization / *J Phys. USSR* **8**, 201.
10. Goldwasser, E.L., Mills, F.E. and Hanson, A.O. (1952). Ionization loss and straggling of fast electrons, *Phys. Rev.* **88**, 1137.
11. К. Групен. **Детекторы элементарных частиц**: Справочное издание. Пер. с англ. – Новосибирск: «Сибирский хронограф», 1999. – 408 с., ил. [Grupe, Claus. Particle detectors. Cambridge University Press, 1996.]
12. Клайнкнехт К. **Детекторы корпускулярных излучений**: Пер. с нем. – М.: Мир, 1990. – 224с., ил. [K. Kleinknecht, *Detektoren fur Teilchenstrahlung*, Teubner (1984, 1987, and 1992), and *Detectors for Particle Radiation*, Cambridge University Press (1986).]
13. **Практикум по ядерной физике** / И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. – 4-е изд. –М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1988. –199 с.
14. Иванов В.И. **Курс дозиметрии**. Изд. 2. Учебник для вузов. М.: Атомиздат, 1970. – 392 с.
15. Дж. Хайн, Г. Браунелл. **Радиационная дозиметрия**: Пер. с англ. под ред. Н.Г. Гусева, К.А. Труханова. – М.: Изд-во Иностранной литературы, 1958. – 759 с.
16. Cantin M. et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **118**, 177 (1974).
17. Henning S., Svenson L., *Phys. Scripta*, **23**, 697 (1981).
18. Carlson P. J. et al., *Phys. Scripta*, **23**, 708 (1981).
19. Arnault C. et al., *Phys. Scripta*, **23**, 710 (1981).
20. **Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики**: Учеб. Пособие для вузов/ В.В. Аверкиев, Н.Н.

- Бегляков, Т.А. Горюн и др., под ред. К.Г. Финогенова. М.: Энергоатомиздат, 1986. – 432 с.: ил.
21. Bari–Crasow–Liverpool– Munchen (MPI)–Nijmegen Koll., CERN proposal, SPSC/75-1/P37.
  22. Dine M. et al., Fermilab proposal, 1978, Nr. 490.
  23. Majka R.D. et al., Nucl. Instr. Meth., **192**, 241 (1982).
  24. Bonn–Brussel–Cambridge–Cern–Stocckholm Collaboration, CERN proposal, SPSC/78-70/P108, 1978.
  25. G. Charpak, Electronic Imaging of Ionizing Radiation with Limited Avalanches in Gases, Nobel-Lecture 1992, CERN-PPE/93-25 (1993); and Rev. Mod. Phys. **65** (1993) 591.
  26. W. Bartl, G. Neuhofer, M. Regler & A. Taurok (eds.), Proc. 6th Int. Conf. on Wire Chambers, Vienna 1992, NIM A **323** (1992) 1–552.
  27. G. Charpak et al., The Use of Multiwire Proportional Chambers to Select and Localize Charged Particles, NIM **62** (1968) 202.
  28. G. Charpak et al., Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers, NIM **80** (1970) 13.
  29. F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09 (1977) and references therein.
  30. G.A. Erskine, Electrostatic Problems in Multiwire Proportional Chambers, NIM **105** (1972) 565.
  31. H. Kapitza, Ban und Erprobung von Proportionalkammern zur Ortsmessung im Endcap–Schauerzähler des Detektors PLUTO, Int. Report DESY F14-79/01 (1979).
  32. R. Venhof, Drift Chamber Simulation Program Garfield, CERN/DD Garfield Manual (1984).
  33. Particle Data Group, Rev. of Particle Properties, Phys. Lett. **239** (1990) 1.
  34. T. Trippe, Minimum Tension Requirement for Charpak-Chamber Wires, CERN NP Internal Report 69-18 (1969); and P. Schilly et al., Construction and Performance of Large Multiwire Proportional Chambers, NIM **91** (1971) 221.
  35. P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, Richelieu Press, London (1974).
  36. M. Chew et al, Gravitational Wire Sag in Non-Rigid Drift Chamber Structures, NIM A **323** (1992) 345.
  37. H. Netz, Formeln der Technik, Hanser, Munchen/Wien (1983).
  38. J. Vavra, Wire Chamber Gases, SLAC-PUB-5793 (1992).
  39. J. Vavra, Wire Chamber Gases, NIM A **323** (1992) 34.
  40. Y.H. Chang, Gases for Drift Chambers in SSC/LHC Environments, NIM A **315** (1992) 14.
  41. A. Oed, Position Sensitive Detector with Microstrip Anode for Electron Multiplication with Gases, NIM A **263** (1988) 351.
  42. F. Angelini et al., The Microstrip Gas Avalanche Chamber: A New Detector for the Next Generation of High Luminosity Machines, Particle World **1** (1990) 84.

43. D. Mattern et al., A New Approach for Constructing Sensitive Surfaces: The Gaseous Pixel Chamber, CERN-EF 90-4 (1990); and NIM A **300** (1991) 275; and D. Mattern, M.C.S. Williams & A. Zichichi, New Results on the Development of the Gaseous Pixel Chamber, CERN-PPE 91-193 (1991).
44. D. Mattern et al., First Tests of the Gaseous Pixel Chamber Fabricated on a Ceramic Substrate, NIM A **310** (1991) 78.
45. H. Stahl et al., First Steps Towards a Microfoil Chamber, NIM A **297** (1990) 95.
46. F. Sauli et al., Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports, IEEE Trans. Nucl. Sci. **39** (1992) 650.
47. F. Angelini et al., A Microstrip Gas Chamber with True Two-dimensional and Pixel Readout, INFN-PI/AE 92/01 (1992); and NIM A **323** (1992) 229.
48. T. Nagae et al., Development of Microstrip Gas Chambers with Multichip Technology, NIM A **323** (1992) 236.
49. R. Bouclier et al., High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Plastic Supports, NIM A **323** (1992) 240.
50. R. Bouclier et al., Development of Microstrip Gas Chambers on Substrata with Electronic Conductivity, CERN-PPE/93-192 (1993).
51. S. Schmidt, U. Werthenbach & G. Zech, Study of Thin Substrates for Microstrip Gas Chambers, NIM A **337** (1994) 382.
52. P.M. McIntyre et al., Gas Microstrip Chambers, NIM A **315** (1992) 170.
53. F. Angelini, A Thin, Large Area Microstrip Gas Chamber with Strip and Pad Readout, NIM A **336** (1993) 106.
54. F. Angelini et al., A Microstrip Gas Chamber on a Silicon Substrate, INFN, Pisa PI/AE 91/10 (1991); and NIM A **314** (1992) 450.
55. F. Angelini et al., Results from the First Use of Microstrip Gas Chambers in a High Energy Physics Experiment, CERN-PPE/91-122 (1991).
56. J. Schmitz, The Micro Trench Gas Counter: A Novel Approach to High Luminosity Tracking in HEP, NIKHEF-H/91-14 (1991).
57. R. Bouclier et al., Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports, CERN-PPE/91-227 (1991).
58. R. Bouclier et al., Development of Microstrip Gas Chambers on Thin Plastic Supports, CERN-PPE/91-108 (1991).
59. R. Bouclier et al., High Flux Operation of Microstrip Gas Chambers on Glass and Plastic Supports, CERN-PPE/92-53 (1992).
60. C.W. Fabjan, Detectors and Techniques for LEG Experimentation, CERN-PPE/93-124 (1993).
61. T. Kondo, Recent Developments in Detector Technology, XXVI. Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas, USA (1992), and KEK-Preprint 92-163 (1992).
62. F. Angelini et al., The Micro-Gap Chamber, NIM A **335** (1993) 69.
63. W. Bartl & M. Regler, Wire Chambers for Exploring the Elementary Constituents of Matter, Europhys. News **23** (1992) 184.

64. L. Cifarelli, R. Wigmans & T. Ypsilantis (eds.), Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders, World Scientific, Singapore (1991).
65. E. Iarocci, Recent Developments in Detectors, Proc. Int. Europhysics Conference on High Energy Physics; J. Carr & M. Perrottet (eds.), Marseille (1993) p. 725.
66. G. Charpak & F. Sauli, An Interesting Fail-Out of High Energy Physics Techniques: The Imaging of X-Rays at Various Energies for Biomedical Applications, Conf. on Computer Assisted Scanning, Padova, Italy (1976), and Topical Meeting on Intermediate Energy Physics, Zuoz, Switzerland (1976).
67. G. Marel et al., Large Planar Drift Chambers, NIM **141** (1977) 43.
68. A.H. Walenta et al, The Multiwire Drift Chamber: A New Type of Proportional Wire Chambers, NIM **92** (1971) 373.
69. U. Becker et al., A Comparison of Drift Chambers, NIM **128** (1975) 593.
70. M. Rahman et al., A Multitrack Drift Chamber with 60cm Drift Space, NIM **188** (1981) 159.
71. K. Mathis, Test einer großfeldchigen Driftkammer, Thesis, University of Siegen (1979).
72. A. Filatova et al., Study of a Drift Chamber System for a K-e Scattering Experiment at the Fermi National Accelerator Lab., NIM **143** (1977) 17.
73. J. Allison, C.K. Bowdery & P.G. Rowe, An Electrodeless Drift Chamber, Int. Report, Univ. Manchester MC 81/33 (1981).
74. J. Allison et al., An Electrodeless Drift Chamber, NIM **201** (1982) 341.
75. Yu.A. Budagov et al, How to Use Electrodeless Drift Chambers in Experiments at Accelerators, NIM A **255** (1987) 493.
76. A. Franz & C. Grupen, Characteristics of a Circular Electrodeless Drift Chamber, NIM **200** (1982) 331.
77. Ch. Becker et al, Wireless Drift Tubes, Electrodeless Drift Chambers and Applications, NIM **200** (1982) 335.
78. G. Zech, Electrodeless Drift Chambers, NIM **217** (1983) 209.
79. R. Dorr, C. Grupen & A. Noll, Characteristics of a Multiwire Circular Electrodeless Drift Chamber, NIM A **238** (1985) 238.
80. A.H. Walenta & J. Paradise, The Time Expansion Chamber as High Precision Drift Chamber, Proc. Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics; Stanford; SLAC-Report SLAG-250 UC-34d (1982) 34.
81. H. Anderhub et al, Operating Experience with the Mark J Time Expansion Chamber, NIM A **265** (1988) 50.
82. E. Roderburg et al, The Induction Drift Chamber, NIM A **252** (1986) 285.
83. A.H. Walenta et al, Study of the Induction Drift Chamber as a High Rate Vertex Detector for the ZEUS Experiment, NIM A **265** (1988) 69.
84. E. Roderburg et al, Measurement of the Spatial Resolution and Rate Capability of an Induction Drift Chamber, NIM A **323** (1992) 140.
85. D.C. Irnie, Multiwire Proportional and Drift Chambers: From First Principles to Future Prospects, Lecture delivered at the School for Young High Energy Physicists, Rutherford Lab., Sept. 1979.

86. O.C. Allkofer, W.D. Dau & C. Gruperi, Spark Chambers, Thiemig, Mimchen (1969).
87. W.R. Kuhlmann et al, Ortsempfindliche Zahlrohre, NIM **40** (1966) 118.
88. H. Foeth, R. Hammarstrom & C. Rubbia, On the Localization of the Position of the Particle Along the Wire of a Multiwire Proportional Chamber, NIM **109** (1973) 521.
89. A. Breskin et al., Two-Dimensional Drift Chambers, JV/M119 (1974) 1.
90. E.J. De Graaf et al., Construction and Application of a Delay Line for Position Readout of Wire Chambers, NIM **166** (1979) 139.
91. L.G. Atencio et al., Delay-Line Readout Drift Chamber, NIM **187** (1981) 381.
92. J.A. Jaros, Drift and Proportional Tracking Chambers, SLAG-PUB 2647 (1980).
93. W. de Boer et al., Behaviour of Large Cylindrical Drift Chambers in a Superconducting Solenoid, Proc. Wire Chamber Conf., Vienna (1980), and NIM **176** (1980) 167.
94. PLUTO Collaboration, L. Criegee & G. Knies,  $e^+e^-$ -Physics with the PLUTO Detector, Phys. Rep. **83** (1982) 153.
95. C. Biino et al., A Very Light Proportional Chamber Constructed with Aluminized Mylar Tubes for Drift Time and Charge Division Readouts, IEEE Trans. Nucl. Sci. **36** (1989) 98.
96. W.H. Toki, Review of Straw Chambers, SLAC-PUB-5232 (1990).
97. G.D. Alekseev et al., Operating Properties of Straw Tubes, JINR-Rapid Communications, No. 2 [41] (1990) 27.
98. V.N. Bychkov et al., A High Precision Straw Tube Chamber with Cathode Readout, NIM A **325** (1993) 158.
99. F. Villa (ed.), Vertex Detectors, Plenum Press, New York (1988).
100. D.H. Saxon, Multicell Drift Chambers, NIM A **265** (1988) 20.
101. E. Roderburg & S. Walsh, Mechanism of Wire Breaking Due to Sparks in Proportional or Drift Chambers, NIM A **333** (1993) 316.
102. J.A. Kadyk, J. Vavra & J. Wise, Use of Straw Tubes in High Radiation Environments, NIM A **300** (1991) 511.
103. U.J. Becker et al., Fast Gaseous Detectors in High Magnetic Fields, NIM A **335** (1993) 439.
104. R. Bouclier et al., Fast Tracking Detector Using Multidrift Tubes, NIM A **265** (1988) 78.
105. Yu.P. Guz et al., Multi-Drift Module Simulation, NIM A **323** (1992) 315.
106. W. Bartel et al., Total Cross-Section for Hadron Production by  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA Energies, Phys. Lett. **88 B** (1979) 171.
107. H. Drumm et al., Experience with the JET-Chamber of the JADE Detector at PETRA, NIM **176** (1980) 333.
108. A. Wagner, Central Detectors, Phys. Scripta **23** (1981) 446.
109. O. Biebel et al., Performance of the OPAL Jet Chamber, CERN-PPE/92-55 (1992), and NIM A **323** (1992) 169.
110. F. Sauli, Experimental Techniques, CERN-EP/86-143 (1986).

111. J. Bartelt, The New Central Drift Chamber for the Mark II Detector at SLC, Contribution to the 23<sup>rd</sup> Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Vol. 2 (1986) 1467.
112. S.L.Wu,  $e^+e^-$  - Physics at PETRA - The First Five Years, Phys. Rep. **107** (1984) 59.
113. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. **Методы ядерной спектрометрии**: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.: ил.
114. **Прикладная метрология ионизирующих излучений** / Ю.И. Брегадзе, Э.К. Степанов, В.П. Ярына; Под ред. Ю.И. Брегадзе. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с.: ил.
115. Баранов В.И., Сердюкова А.С., Горбушина Л.В. и др. **Лабораторные работы и задачи по радиометрии**. М.: Атомиздат, 1964. – 308 с.
116. Кашковский В.В. **Динамика и параметры электронных пучков бетатронов**. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 196 с.
117. Третьяков Е.Ф. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1975. Т. 39. – с. 583–600.
118. Kuhl D.E. et al., Radiology, **121**, 405 (1976).
119. R. Brun et al, HBOOK User's Guide, CERN Program Library Office, Y250 (1994).
120. S.B. Curtis & M.R. Raju, A Calculation of the Physical Characteristics of Negative Pion Beams Energy-Loss Distribution and Bragg Curves, Radiation Research **34** (1968) 239.
121. N.A. Dyson, Nuclear Physics with Application in Medicine and Biology, John Wiley & Sons Inc. (Wiley Interscience), New York (1981), and Radiation Physics with Applications in Medicine and Biology, Ellis Horwood, New York (1993).
122. G.B. Goodman, Pion Therapy for Cancer — What are the Prospects, TRIUMF-Preprint TRI-PP-92-134 (1992).
123. Grasty R.L., Geophys., **40**, 503 (1975).
124. Metzger A.E. et al., Nature, **204**, 766 (1964).
125. Harrington T.M. et al., Nucl. Instr. Meth., **187**, 363 (1981).
126. Trombka J.I. et al., Astrophys. J., **212**, 925 (1975).
127. Swordy S.P., Nucl. Instr. Meth., **193**, 591 (1982).
128. U. Braun, Messung der Radioaktivitätskonzentration in biologischen Objekten nach dem Reaktorunfall in Tschernobyl und ein Versuch einer Interpretation ihrer Folgen, Diploma-Thesis, University of Siegen (1988).
129. C. Grupen et al., Nuklid-Analyse von Beta-Strahlern mit Halbleiterspektrometern im Fallout, Symp. Strahlenmessung und Dosimetrie, Regensburg (1966) 670.
130. Lunen U. et al., Nucl. Instr. Meth., **162**, 657 (1979).
131. Bionta R.M. et al., Phys. Rev. Lett., **51**, 27 (1983).
132. Eckhard V. et al., Nucl. Instr. Meth., **143**, 235 (1977).

## Содержание

<b>ПРЕДИСЛОВИЕ .....</b>	<b>3</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>5</b>
<b>1. РЕГИСТРАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ.....</b>	<b>6</b>
<b>1.1. Источники ионизирующего излучения .....</b>	<b>6</b>
<b>1.2. Физические процессы детектирования излучения .....</b>	<b>7</b>
<b>2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.....</b>	<b>8</b>
<b>2.1. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ.....</b>	<b>8</b>
<b>2.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ .....</b>	<b>9</b>
<b>2.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ .....</b>	<b>16</b>
2.3.1. <i>Ионизационные потери энергии электрона.....</i>	<i>17</i>
2.3.2. <i>Вероятные потери энергии .....</i>	<i>18</i>
<b>2.4. РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.....</b>	<b>21</b>
2.4.1. <i>Радиационная длина.....</i>	<i>23</i>
2.4.2. <i>Угловое и спектральное распределение тормозного излучения .....</i>	<i>23</i>
2.4.3. <i>Полные потери энергии.....</i>	<i>25</i>
<b>2.5. РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ .....</b>	<b>26</b>
<b>2.6. СООТНОШЕНИЕ ПРОБЕГ – ЭНЕРГИЯ .....</b>	<b>32</b>
2.6.1. <i>Флуктуации длин пробегов .....</i>	<i>33</i>
2.6.2. <i>Некоторые формулы зависимости пробегов частиц от энергии....</i>	<i>34</i>
2.6.3. <i>Потери энергии осколками деления. <math>\delta</math>- Электроны .....</i>	<i>35</i>
2.6.4. <i>Длина пробега электронов .....</i>	<i>36</i>
2.6.5. <i>Распределение остановившихся электронов .....</i>	<i>37</i>
<b>2.7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ <math>\gamma</math>-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.....</b>	<b>39</b>
2.7.1. <i>Фотоэффект.....</i>	<i>40</i>
2.7.2. <i>Комптон-эффект .....</i>	<i>42</i>
2.7.3. <i>Эффект образования пар.....</i>	<i>45</i>
2.7.4. <i>Электрон-фотонные ливни.....</i>	<i>46</i>
2.7.5. <i>Общий характер взаимодействия фотонов высокой энергии с веществом .....</i>	<i>47</i>
<b>3. ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ .....</b>	<b>48</b>
<b>3.1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ .....</b>	<b>48</b>
3.1.1. <i>Движение электронов и ионов в газе.....</i>	<i>51</i>
3.1.2. <i>Ионизационная камера в токовом режиме .....</i>	<i>55</i>
3.1.3. <i>Ионизационные камеры в импульсном режиме.....</i>	<i>56</i>
3.1.4. <i>Ионизационные камеры для работы с быстрыми электронами .....</i>	<i>63</i>
<b>3.2. ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ СЧЕТЧИКИ .....</b>	<b>64</b>
3.2.1. <i>Пропорциональные счетчики.....</i>	<i>67</i>
3.2.2. <i>Счетчик Гейгера–Мюллера.....</i>	<i>72</i>
3.2.3. <i>Форма импульса в самогасящемся счетчике.....</i>	<i>78</i>
3.2.4. <i>Мертвое время счетчика.....</i>	<i>80</i>

3.2.5. Счетная характеристика.....	82
3.2.6. Эффективность регистрации.....	84
<b>3.3. ГАЛОГЕННЫЕ СЧЕТЧИКИ .....</b>	<b>86</b>
<b>4. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД .....</b>	<b>87</b>
<b>4.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА .....</b>	<b>88</b>
<b>4.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ .....</b>	<b>91</b>
4.2.1. Неорганические сцинтилляторы.....	92
4.2.2. Органические сцинтилляторы .....	94
4.2.3. Модель центра свечения органических сцинтилляторов .....	96
4.2.4. Дозиметрические характеристики сцинтилляторов.....	99
4.2.5. Медленные и быстрые компоненты высвечивания .....	100
4.2.6. Свойства некоторых органических кристаллов .....	101
4.2.7. Жидкие сцинтилляторы.....	102
4.2.8. Пластические сцинтилляторы.....	103
4.2.9. Газовые сцинтилляторы .....	104
<b>4.3. ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ .....</b>	<b>105</b>
4.3.1. Элементы фотоумножителей .....	106
4.3.2. Основные характеристики фотоумножителей .....	112
<b>4.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ.....</b>	<b>116</b>
4.4.1. Форма импульса сцинтилляционного детектора .....	116
4.4.2. Временные характеристики сцинтилляционного детектора.....	119
4.4.3. Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора .....	121
4.4.4. Эффективность сцинтилляционных детекторов .....	123
<b>5. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА.....</b>	<b>125</b>
<b>5.1. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ СВЕТОВОЙ ВСПЫШКИ .....</b>	<b>127</b>
<b>5.2. ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ .....</b>	<b>128</b>
<b>5.3. СРАВНЕНИЕ СО СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ.....</b>	<b>128</b>
<b>5.4. ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА .....</b>	<b>129</b>
5.4.1. Радиаторы.....	130
5.4.2. Пороговые детекторы .....	131
5.4.3. Детекторы с фокусировкой .....	132
<b>5.5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ С ФОКУСИРОВКОЙ .....</b>	<b>133</b>
<b>6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ .....</b>	<b>135</b>
<b>6.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА .....</b>	<b>135</b>
<b>6.2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ИЗ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ .....</b>	<b>139</b>
6.2.1. Собственная проводимость полупроводников .....	141
6.2.2. Примесная проводимость полупроводников.....	141
<b>6.3. ОБРАЗОВАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ</b> <b>ИЗЛУЧЕНИЯ.....</b>	<b>144</b>
<b>6.4. СЧЕТЧИКИ С P-N- ПЕРЕХОДОМ.....</b>	<b>145</b>
<b>6.5. ШИРИНА ОБЕДНЕННОЙ ЗОНЫ P-N-ПЕРЕХОДА .....</b>	<b>148</b>
<b>6.6. СЧЕТЧИКИ С P-I-N–ПЕРЕХОДОМ.....</b>	<b>150</b>
<b>6.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ .....</b>	<b>151</b>



<b>6.8. ФОРМА ЛИНИИ</b> .....	152
<b>7. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ</b> .....	<b>157</b>
<b>7.1. КАМЕРА ВИЛЬСОНА</b> .....	157
7.1.1. Принцип действия.....	157
7.1.2. Устройство камеры Вильсона и некоторые её характеристики..	159
7.1.3. Граничные пересыщения .....	162
7.1.4. Термодинамика образования новой фазы.....	165
7.1.5. Цикл работы камеры Вильсона.....	172
7.1.6. Диффузионная и конвекционная камеры .....	174
7.1.7. Структура трека .....	176
7.1.8. Управляемые камеры.....	177
7.1.9. Применение камеры Вильсона и диффузионной камеры .....	178
<b>7.2. ЯДЕРНЫЕ ЭМУЛЬСИИ</b> .....	179
7.2.1. Фотографический метод регистрации .....	179
7.2.2. Основные представления о фотографическом процессе.....	180
7.2.3. Физико-химические свойства современных ядерных эмульсий .....	182
7.2.4. Взаимодействие заряженных частиц с веществом ядерной эмульсии .....	185
7.2.5. Определение пробега и энергии заряженных частиц .....	186
7.2.6. Измерение времени пролета и времени жизни частиц .....	188
7.2.7. Измерение плотности зерен в треке.....	188
<b>7.3. ИСКРОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b> .....	189
7.3.1. История создания искровых детекторов .....	189
7.3.2. Принцип действия искровой камеры .....	190
7.3.3. Искровой счетчик с постоянным питанием .....	194
7.3.4. Управляемый искровой счетчик.....	195
7.3.5. Искровая камера .....	196
7.3.6. Проволочная искровая камера .....	198
7.3.7. Стримерная камера.....	199
7.3.8. Конструктивные особенности стримерной камеры .....	202
7.3.9. Пространственное разрешение .....	204
7.3.10. Определение первичной и вторичной ионизации .....	205
7.3.11. Методы получения информации .....	205
7.3.12. Применение стримерной камеры.....	206
<b>8. МНОГОДЕТЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ</b> .....	<b>207</b>
<b>8.1. ТЕЛЕСКОПЫ И ГОДОСКОПЫ</b> .....	207
<b>8.2. МНОГОПРОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ</b> .....	210
<b>8.3. ПЛОСКИЕ ДРЕЙФОВЫЕ КАМЕРЫ</b> .....	217
<b>8.4. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ КАМЕРЫ</b> .....	224
8.4.1. Цилиндрические пропорциональные и дрейфовые камеры .....	225
8.4.2. Струйные дрейфовые камеры .....	231
<b>8.5. ПРИМЕНЕНИЕ МНОГОДЕТЕКТОРНЫХ СИСТЕМ</b> .....	233
<b>9. СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ</b> .....	<b>234</b>

<b>9.1. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД СПЕКТРОМЕТРИИ</b> .....	235
9.1.1. Принцип действия сцинтилляционных спектрометров.....	235
9.1.2. Аппаратурная форма линии спектрометра.....	238
9.1.3. Физические процессы, приводящие к формированию наиболее характерных участков аппаратурной формы линии $\gamma$ -спектрометра..	242
9.1.4. Градуировка $\gamma$ -спектрометра по энергии .....	245
9.1.5. Образцовые источники для градуировки $\gamma$ -спектрометров .....	245
9.1.6. Энергетическое разрешение спектрометра .....	247
9.1.7. Типы сцинтилляционных $\gamma$ -спектрометров.....	248
<b>9.2. МАГНИТНЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ</b> .....	258
9.2.1. Принцип действия и основные характеристики спектрометров .	258
9.2.2. Спектрометр с полукруговой фокусировкой.....	262
9.2.3. Спектрометр с двойной фокусировкой.....	270
9.2.4. Спектрометры с секторным полем.....	275
<b>9.3. МАГНИТНЫЕ <math>\gamma</math>-СПЕКТРОМЕТРЫ</b> .....	280
9.3.1. Комптоновские магнитные спектрометры.....	281
9.3.2. Парный магнитный спектрометр.....	287
<b>10. КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ <math>\gamma</math>-ИЗЛУЧЕНИЯ</b> .....	<b>288</b>
<b>10.1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ</b> .....	288
<b>10.2. ИСТОРИЯ МЕТОДА</b> .....	291
<b>10.3. ОСНОВЫ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО МЕТОДА</b> .....	292
10.3.1. Дифракция $\gamma$ -квантов на плоском кристалле .....	293
10.3.2. Спектрометры с изогнутым кристаллом .....	298
10.3.3. Дифракционные спектрометры с двумя плоскими кристаллами	303
<b>11. ОБРАБОТКА ОДНОМЕРНЫХ ЛИНЕЙЧАТЫХ СПЕКТРОВ</b> .....	<b>305</b>
<b>11.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ</b> .....	305
<b>11.2. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ АНАЛИЗА</b> .....	306
<b>11.3. СГЛАЖИВАНИЕ СПЕКТРА</b> .....	307
<b>11.4. АВТОМАТИЧЕСКИЙ ПОИСК ПИКОВ</b> .....	309
11.4.1. Метод максимума.....	310
11.4.2. Метод плавающего отрезка.....	310
11.4.3. Метод первой производной.....	310
11.4.4. Метод второй производной.....	311
11.4.5. Метод сглаживания .....	312
11.4.6. Анализ мультиплетов .....	313
<b>11.5. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ И ПЛОЩАДИ ПИКА ПОЛНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ</b> .....	314
<b>11.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ И ЭНЕРГИЙ ПИКОВ</b> .....	318
<b>11.7. ГРАДУИРОВОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СПЕКТРОМЕТРА ПО ЭНЕРГИИ</b> .	318
<b>12. ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ</b> .....	<b>321</b>
<b>12.1. ПРИМЕНЕНИЕ В МЕДИЦИНЕ</b> .....	322

12.2. ТЕРАПИЯ ОПУХОЛЕЙ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ .....	324
12.3. ПРИМЕНЕНИЕ В ГЕОФИЗИКЕ .....	326
12.4. ПРИМЕНЕНИЕ В КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ .....	327
12.5. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОТОПОВ В РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДАХ..	331
12.6. ПРИМЕНЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ .....	332
12.7. ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ПОИСКА РАСПАДА ПРОТОНА .....	333
12.8. ДЕТЕКТОР ДЛЯ РЕАКЦИЙ С АДРОНАМИ.....	337
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ 1.....</b>	<b>338</b>
<b>1. ЗАДАЧИ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ.....</b>	<b>338</b>
1.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ .....	338
1.2. ИОНИЗАЦИОННЫЕ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ .....	339
1.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ .....	349
<b>2. ОТВЕТЫ И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ .....</b>	<b>352</b>
2.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ .....	352
2.2. ИОНИЗАЦИОННЫЕ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. ТРЕКОВЫЕ ПРИБОРЫ .....	361
2.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ И МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ .....	372
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ 2.....</b>	<b>386</b>
1. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ 1 .....	386
2. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ 2.....	390
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>393</b>

Учебное издание

КАШКОВСКИЙ ВИКТОР ВАСИЛЬЕВИЧ

# СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

Учебное пособие

**Издано в авторской редакции**

Научный редактор  
*доктор физико-математических наук,  
профессор А.П. Потылицын*

**Отпечатано в Издательстве ТПУ в полном соответствии  
с качеством предоставленного оригинал-макета**

Подписано к печати 18.11.2010. Формат 60x84/8. Бумага «Классика».

Печать RISO. Усл.печ.л. 46,99. Уч.-изд.л. 42,50.


Заказ 1960-10. Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
Система менеджмента качества

Томского политехнического университета сертифицирована  
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.