

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

Кафедра экспериментальной физики

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Часть II

Детекторы ядерных излучений

Методические указания к лабораторным работам
для студентов III курса
физического факультета

Одесса – 2007

Печатается по решению Ученого
Совета физического факультета

Составители:

Бабинчук Валентин Степанович

Ницук Юрий Андреевич

В методических указаниях рассмотрено строение и принцип работы детекторов заряженных частиц и γ -излучения. Сформулированы задания к лабораторным работам по определению основных характеристик различных детекторов.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
2.1. Ионизационные камеры	4
ЗАДАЧА 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРОБЕГА α -ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ С ПОМОЩЬЮ СФЕРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА...	7
2.2. Газонаполненные детекторы	12
2.2.1. Пропорциональные счетчики	15
2.2.2. Счетчики Гейгера – Мюллера	16
2.2.3. Механизм развития разряда в самогасящемся счетчике	20
ЗАДАЧА 2. ИЗУЧЕНИЕ СЧЕТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА.....	22
ЗАДАЧА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА ПРИ РЕГИСТРАЦИИ γ -ЛУЧЕЙ.....	25
ЗАДАЧА 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ САМОГАСЯЩЕГОСЯ СЧЕТЧИКА.....	29
2.3 Трековые детекторы. Камера Вильсона.....	35
ЗАДАЧА 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА.....	37
2.4. Люминесцентные и сцинтилляционные методы регистрации излуче- ний.....	39
2.4.1. Типы сцинтилляторов	43
2.4.2. Сцинтилляционный процесс	46
ЗАДАЧА 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМНОЙ ТОРМОЗНОЙ СПО- СОБНОСТИ АЛЮМИНИЯ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИ- ОННОГО СЧЕТЧИКА.....	48
2.5. Методы регистрации нейтронов	52
2.6. Фотографический метод регистрации излучений.....	54

ВВЕДЕНИЕ

Радиоактивность обнаруживают и измеряют по излучению, испускаемому радиоактивными атомами. Прохождение α -, β - и γ -излучения через вещество сопровождается рядом явлений, которые можно зарегистрировать при помощи специальных приборов.

На способности радиоактивных излучений ионизовать вещество основаны ионизационные методы регистрации. Фотографическое действие радиоактивного излучения также широко используется при изучении радиоактивности. Способность некоторых веществ (фосфоров) испускать свет под действием α -, β - и γ -излучения лежит в основе так называемого метода сцинтилляций. Тепловой эффект, вызываемой радиоактивным излучением, используется при калориметрическом измерении радиоактивности.

Для регистрации и измерения характеристик ядерных излучений применяют самые разнообразные приборы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера—Мюллера, сцинтилляционные счетчики, диффузионные камеры, камеры Вильсона, пузырьковые и искровые камеры, черенковские счетчики и др. Кроме того, регистрируют ядерные излучения также с помощью специальных фотоэмульсий, а за последнее время разработаны твердые полупроводниковые и другие детекторы ядерных излучений.

2.1. ИОНИЗАЦИОННЫЕ КАМЕРЫ

Простейшим прибором для регистрации и измерения ионизирующих излучений является ионизационная камера. Принцип действия ионизационной камеры следующий: на два электрода камеры АБ, разделенные воздушным промежутком, подается разность потенциалов порядка 100В (рис. 2.1).

При отсутствии ионизации в воздушном промежутке тока в цепи камеры нет, так как в воздухе отсутствуют носители зарядов. Под действием ионизирующих излучений в воздушном объеме камеры возникают ионы. Благодаря приложенному к электродам камеры электрическому напряжению ионы движутся, создавая ионизационный ток. Ионизационный ток регистрируется прибором.

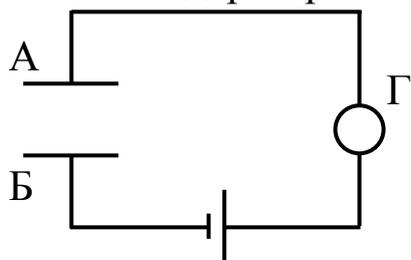


Рис. 2.1. Схема ионизационной камеры

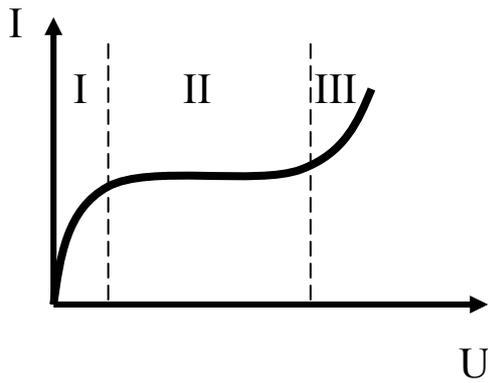


Рис. 2.2. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры

При постоянном уровне облучения вольт-амперная характеристика ионизационной камеры имеет вид, представленный на рис. 2.2. Видно, что по мере увеличения приложенного к электродам камеры напряжения ионизационный ток растет (участок I), достигает насыщения и остается постоянным (участок II), затем вновь начинает увеличиваться (участок III).

Увеличение силы тока с увеличением приложенного к электродам камеры напряжения на первом участке вольт-амперной характеристики объясняется тем, что при небольшой напряженности электрического поля часть ионов, возникающих в рабочем объеме камеры, рекомбинирует прежде, чем успевает достигнуть электродов камеры. При достаточно большой величине напряженности поля практически все ионы, образовавшиеся в рабочем объеме камеры, достигают электродов камеры и ионизационный ток достигает насыщения, что соответствует второму участку характеристики. Возрастание ионизационного тока на третьем участке объясняется началом процесса ударной ионизации. Рабочим участком вольт-амперной характеристики ионизационной камеры является участок насыщения (участок II)

Ионизационные камеры для измерения мощности дозы γ -излучения носят название **дозиметрических**. **Мощность дозы гамма-излучения P** определяется количеством пар ионов, создаваемых в 1 см^3 воздуха за 1 сек. Измерив ионизационный ток I и зная рабочий объем ионизационной камеры V , можно определить мощность гамма-излучения:

$$P = \frac{q}{t} = \frac{I}{V} \quad (2.1)$$

где P — мощность дозы в рентгенах в секунду, q — заряд ионов, созданных ионизирующим излучением в 1 см^3 объема камеры в $\text{см}^{3/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$, V — объем в кубических сантиметрах, I — ионизационный ток в $\text{см}^{3/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-2}$, t — время в секундах.

Измерение ионизационного тока при небольшой мощности дозы излучения представляет значительную трудность, так как величина ионизационного тока очень мала. Для измерения слабых токов порядка 10^{-16} — 10^{-10} А применяются электрометры или специальные ламповые схемы с электрометрическими усилителями постоянного тока.

Вторым распространенным типом ионизационных камер являются **конденсаторные камеры**. Конденсаторная ионизационная камера представляет собой цилиндрический конденсатор, внешняя обкладка которого — корпус — напоминает по форме и размерам авторучку. Воздушный объем камеры может составлять от десятых долей кубического сантиметра до нескольких кубических сантиметров. Внутренний электрод камеры изолирован от внешнего прокладкой из материала, обладающего очень большим поверхностным и объемным сопротивлением. Перед проведением измерений конденсаторная камера заряжается от какого-либо источника постоянного напряжения, разность потенциалов между обкладками порядка 100В. Благодаря хорошей изоляции центрального электрода от корпуса камеры саморазряд камеры в отсутствие внешнего ионизирующего облучения очень мал. При внесении заряженной камеры в поле гамма-излучения в воздушном объеме камеры под действием ионизирующего излучения создаются ионы. Возникающий в камере ионизационный ток уменьшает заряд и вместе с тем разность потенциалов на обкладках камеры. При известной емкости камеры C и воздушном объеме V по изменению разности потенциалов на обкладках камеры ΔU можно определить **дозу излучения D** , полученную камерой:

$$D = \frac{\Delta q}{V} = \frac{\Delta U \cdot C}{V} \quad (2.2)$$

где Δq — заряд ионов, созданных ионизирующим излучением в воздушном объеме камеры.

Ионизационные камеры конденсаторного типа применяются для измерения суммарных доз, получаемых лицами, работающими с радиоактивными изотопами и другими источниками ионизирующих излучений. Хотя разность потенциалов на обкладках конденсатора имеет обычно величину порядка 100В, измерение ее представляет трудность, так как емкость конденсаторной камеры очень мала, порядка нескольких пикофард. Вольтметр, предназначенный для измерения разности потенциалов на электродах конденсаторной камеры, должен обладать большим входным сопротивлением и малой входной емкостью. Такими свойствами может обладать ламповый вольтметр или электрометр.

Ионизационные камеры позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере однозначно связан с первичной ионизацией в газовом объеме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании интенсивности космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц, так как плотность ионизации зависит от сорта частиц. Средняя энергия, необходимая для образования ионной пары, мало зависит от природы и энергии частиц (для благородных газов примерно $30 \div 40$ эВ). Поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняются газом под большим давлением вплоть до десятка атмосфер. К сожалению, измеряемый ток обычно весьма мал. Это значительно усложняет работу с ионизационными камерами, так как требует особую стабильность электронной аппаратуры, необходимость предотвращения токов утечки и т. д.

ЗАДАЧА 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРОБЕГА α -ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ С ПОМОЩЬЮ СФЕРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Почти все α - активные изотопы относятся к элементам конца периодической системы. Часть этих изотопов существует в природе, часть получена искусственно.

α -частицы, испускаемые данным изотопом, практически однородны. Энергия большинства частиц, испускаемых естественными радиоактивными веществами, лежит в пределах от 4 до 8 МэВ.

При прохождении через вещество α - частицы испытывают множество соударений с атомами, вследствие чего возникают ионизованные и возбужденные атомы и молекулы. Хотя в каждом акте соударения частица расходует небольшую долю своей начальной энергии, однако из-за чрезвычайно большого числа столкновений на единице пути она быстро замедляется, пробегает до своей полной остановки сравнительно короткий путь. Кинетическая энергия частиц, в конечном счете переходит в тепловую энергию, что проявляется в повышении температуры среды, поглотившей излучение.

При постоянной начальной энергии α -частиц пробег их в данном веществе имеет определенную величину, хотя и обнаруживает небольшие колебания. Статистические флуктуации в числе соударений и в потере энергии при каждой соударении приводят к различиям в длине

пробега, не превосходящем 3-4 %. Средние пробеги большинства α -частиц в воздухе лежат в пределах от 3 до 7 см.

Так как α -частицы расходуют свою энергию на небольшом пути, то на единице длины пробега создается весьма большое число пар ионов 10^4 . Способность образовывать ионы, называемая **удельной ионизацией** или **ионизирующей способностью**, не остается постоянной, а увеличивается с уменьшением скорости частицы. Максимальное значение удельной ионизации достигается вблизи конца пробега частицы, когда ее энергия падает приблизительно до 0,4 МэВ.

На рис.2.3 изображена зависимость изменения удельной ионизации, производимой параллельным пучком α -лучей в воздухе, вдоль их пробега. Площадь, ограниченная кривой ионизации, дает ионизацион-

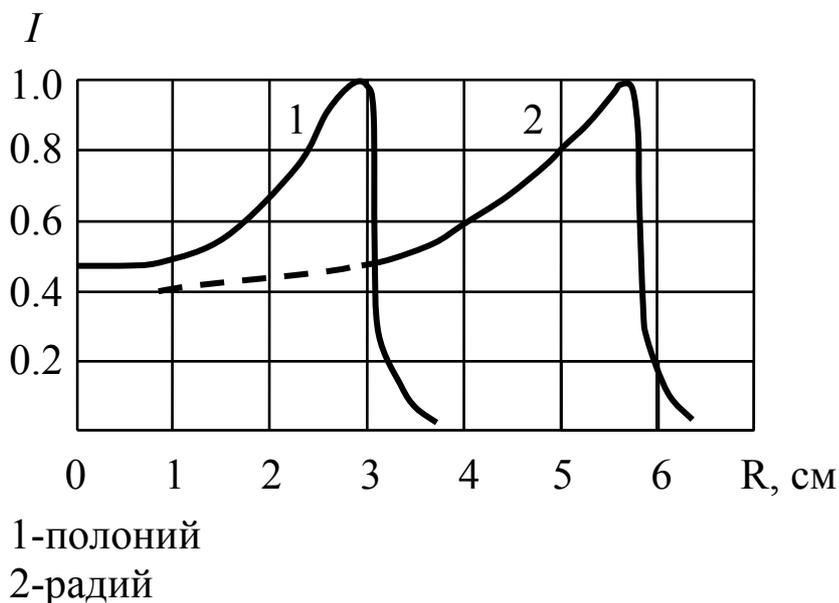


Рис. 2.3. Зависимость удельной ионизации от пробега α -частиц.

ный ток, получаемый при полном поглощении пучка лучей, или полную ионизацию.

Ионизирующая способность, как и пробег частиц в газах, зависят от давления и температуры. Опыт показывает, что в сухом воздухе пробеги обратно пропорциональны плотности воздуха, ионизирующая способность прямо пропорциональна ей. Полная же ионизация от плотности воздуха не зависит. Площади, ограниченные кривыми 1 и 2 (рис. 2.3) совпадают.

Длина пробега R , приведенного к нормальным условиям (760 мм рт. ст. и 15°C), является важнейшей характеристикой α -частиц.

Измерение пробега позволяет определить константы распада радиоактивных элементов. Существует зависимость между величиной пробега R_0 α -частиц в воздухе и постоянной распада радиоактивного изотопа. Согласно эмпирической формуле Гейгера и Нетолла, эта связь для членов одного и того же радиоактивного семейства выражается соотношением:

$$\lg \lambda = A + B \lg R_0, \quad (2.3)$$

где A и B – коэффициенты, характеризующие радиоактивное семейство. Для семейства урана $A = -47,18$ и $B=68,52$. Практически удобно характеризовать радиоактивный изотоп **периодом полураспада T** , т. е. временем, в течении которого распадается половина всех атомов данного радиоактивного вещества. Из закона радиоактивного распада следует, что

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \text{ (сек)}, \quad (2.4)$$

Константы распада λ и свойства α -частиц элементов уранового семейства приведены в Таблице 2.1.

1. Определение длины пробега α -частиц в воздухе методом Гейгера-Нетолла

Измерение пробегов может быть осуществлено различными способами. Каждый из них имеет свои преимущества и свою область приложения.

Простейшим, хотя наименее точным способом измерения пробега является наблюдение флуоресценции, производимой параллельным пучком частиц на экране из сернистого цинка. Расстояние между источником и экраном, на котором наблюдается прекращение сцинтилляций, соответствует пробегу α -частиц.

Пробег можно определить по длине следов α -частиц в камере Вильсона или в фотографической эмульсии.

Ионизационные способы определения основаны на измерении удельной ионизации. Определения производят при помощи ионизационной камеры, передвигаемой вдоль пути параллельного пучка α -частиц. По полученным данным строят кривую ионизации, аналогичную кривой 1 (рис.2.3). Расстояние, на котором α -частицы перестают производить ионизацию газа, соответствует пробегу при данном давлении.

Вместо того, чтобы строить кривую ионизации, изменяя расстояние между источником и камерой при постоянном давлении, можно

оставить это расстояние постоянным, изменяя давление в приборе. Эта идея использована в методе, предложенном Гейгером и Нетоллом.

Схема установки, служащей для изменения пробега α -частиц, представлена на рис. 2.4. Установка состоит из сферической ионизационной камеры 1 (шарообразной стеклянной колбы, посеребренной внутри), радиус которой больше длины пробега α -частиц, при атмосферном давлении. В центре камеры на изолированном металлическом проводнике помещают радиоактивный препарат. Между внутренней поверхностью сферы и центральным электродом 4, имеющим форму шарика с радиусом r , источником 3 создается разность потенциалов, обеспечивающая ток насыщения. Прибор включается в цепь чувствительного гальванометра 2, измеряющего ионизационный ток при раз-

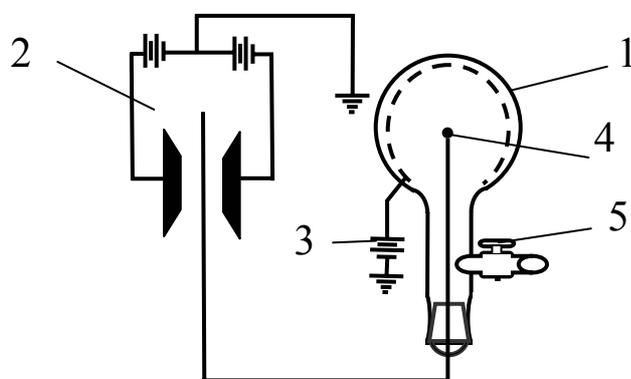


Рис. 2.4. Схема установки для изменения пробега α -частиц.

личных давлениях воздуха, которые регулируются посредством крана 5 и форвакуумного насоса.

При уменьшении давления пробег α -частиц увеличивается. Однако, пока частицы не достигают стенок сосуда, ионизационный ток остается постоянным. При некотором давлении P_0 пробег частиц делается равным радиусу сферы.

Дальнейшее понижение давления вызывает приблизительно пропорциональное уменьшение ионизационного тока, так как α -частицы расходуют на ионизацию воздуха только часть своей начальной энергии. Кривая зависимости ионизационного тока от давления изображена на рис. 2.5. Точка излома P_0 на кривой легко отмечается и длина пробега соответствующая нормальным условиям, вычисляется по формуле:

$$R_0 = \frac{P_0}{760} \cdot \frac{273}{273 + t} (\rho - r) \quad (2.5)$$

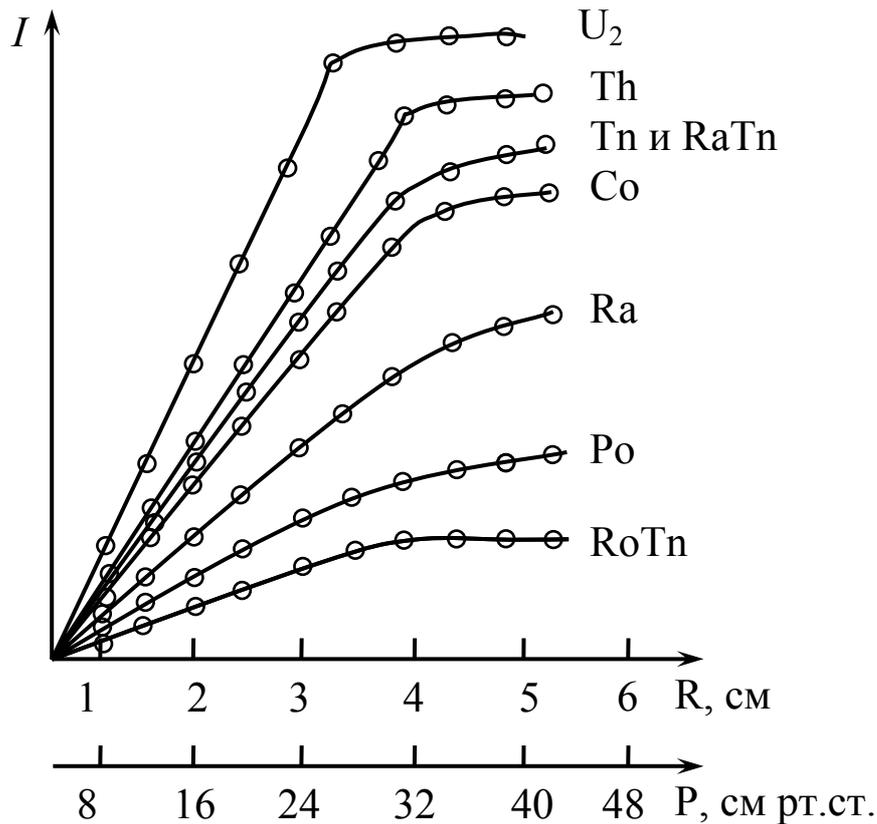


Рис. 2.5. Зависимость ионизационного тока от давления

где ρ и r - радиусы колбы и центрального электрода соответственно, t - температура воздуха в градусах по Цельсию.

Точка результатов зависит главным образом от степени поглощения излучения в слое самого радиоактивного вещества.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ.

1. Ознакомиться со схемой установки (рис. 2.4). Включить установку и дать ей прогреться в течении 10 мин.
2. Измерить ионизационный ток при атмосферном давлении в камере. Определить атмосферное давление и температуру воздуха в лаборатории.
3. Включить форвакуумный насос. Откачивая порциями воздух форвакуумным насосом, понижая давление каждый раз на 20-30 мм рт. ст. до предельного значения, измерить ионизационный ток, соответствующий каждому давлению.
4. Выключить форвакуумный насос. Напуская порциями воздух в камеру, измерить зависимость ионизационного тока от давления. Выполнить п.п.3,4 по 3 раза.

5. Построить графики зависимости ионизационного тока от давления в камере, которое равно атмосферному $P_{атм}$, уменьшенному на величину ΔP :

$$P_0 = P_{атм} - \Delta P,$$

где ΔP - разность уровней ртути в обоих коленах манометра. На графиках находят значение давления P_0 , соответствующие точкам излома, и вычисляют величину пробегов по формуле (2.5), полагая: $\rho=9\text{см}$, $r=1,3\text{см}$.

6. Определить постоянную распада λ и период полураспада T и, пользуясь Таблицей 2.1, установить природу радиоактивного препарата.

Таблица 2.1.

Свойства α -активных элементов

Элемент	Период полураспада T	Константа распада λ , (сек ⁻¹)	Свойства частиц	
			Пробег в см при 15°C	Энергия в МэВ
Уран 1	4,4-10 ⁹ лет	5,0-10 ⁻¹⁸	2,73	4,05 U ₁ - U ₂₃₈
Уран 2	3,10 ⁵ лет	7,4-10 ⁻¹⁴	3,28	4,63 U ₂ - U ₂₃₄
Полоний	8,3-10 ³ лет	2,6-10 ⁻¹³	3,19	4,55 Po - Po ₂₃₀
Радий	1590 лет	1,38-10 ⁻¹¹	3,39	4,74 Ra - Ra ₂₂₆
Радон	3,825 дня	2,097-10 ⁻⁶	4,12	5,44 Rn - Rn ₂₂₂
Радий А	3,05 мин	3,78-10 ⁻³	4,72	5,97 RaA - RaA ₂₁₈
Радий С	19,7 мин	5,86-10 ⁻⁴	4,1	5,44 RaC - RaC ₂₁₆
Радий С'	10 ⁻⁶ сек	10 ⁶	6,96	7,68 RaC' - RaC' ₂₁₄
Радий F	140	5,73-10 ⁻⁸	3,92	5,25 RaF - RaF ₂₁₀

2.2. ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Газонаполненные детекторы благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, простоте и дешевизне являются самыми распространенными приборами регистрации. Такой счетчик

представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 2.6).

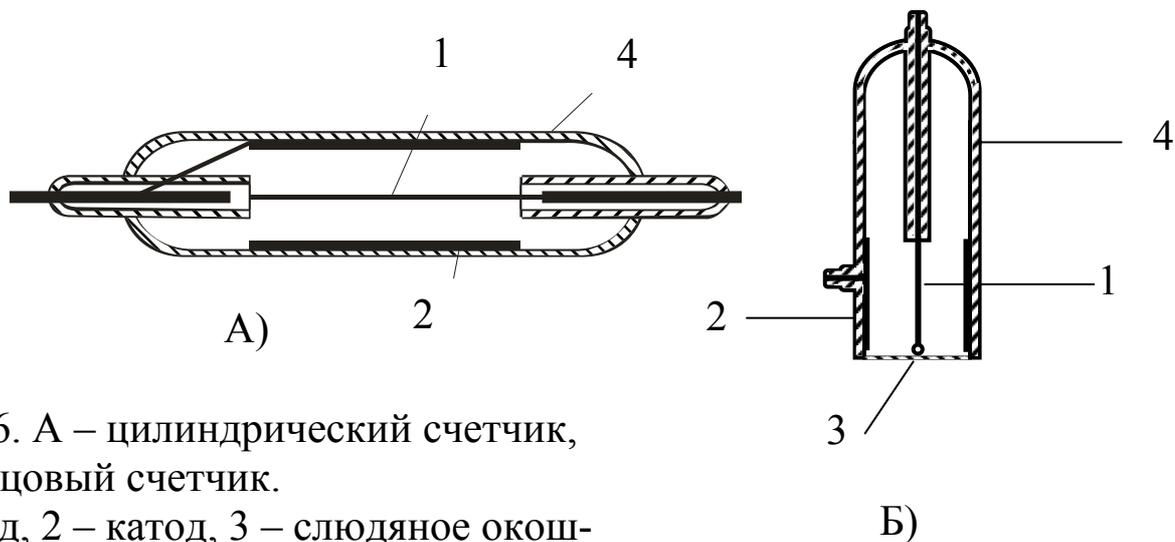


Рис. 2.6. А – цилиндрический счетчик, Б – торцовый счетчик.
1 – анод, 2 – катод, 3 – слюдяное окошко, 4 – стеклянная колба.

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 α - и β -излучений. Поэтому окно счетчика покрывают тончайшей органической пленкой или тонкой пластинкой слюды. В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы — аргон и неон, иногда азот и водород.

Рабочее напряжение счетчика зависит от давления газа, которое может меняться в широких пределах. Схема включения счетчика показана на рис. 2.7. Здесь C_1 — общая емкость счетчика и входа усилителя; R_1 — сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение U , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле E ; величина последнего определяется геометрией счетчика. Как правило, катод счетчика поддерживают под потенциалом земли, что гарантирует безопасность при работе. Частица, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток. Импульс напряжения на сопротивлении R_1 усиливается и подается на пересчетную схему.

Предположим, что ядерная частица прошла через стенку детектора и создала в его рабочем объеме N пар ионов. Положительные и отрицательные ионы начинают двигаться в соответствии с направлением

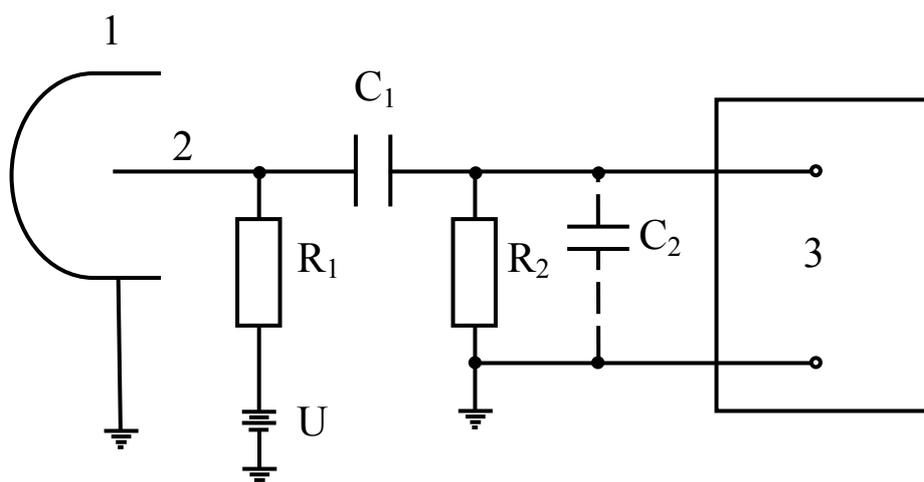


Рис. 2.7. Схема включения импульсного газонаполненного детектора: 1 – катод, 2 – анод, 3 – регистрирующая схема.

электрического поля и испытывают многократные столкновения с молекулами газа, так что средняя скорость направленного движения сравнительно невелика; она пропорциональна напряженности E электрического поля и обратно пропорциональна давлению P газа. При $E/P=1\text{В/см}\cdot\text{мм рт.ст.}$ подвижность ионов в благородных газах составляет $(5\div 1)\cdot 10^3\text{см/сек.}$ Подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов. Так как время установления тока в цепи детектора зависит от подвижности ионов, желательно, чтобы газ-наполнитель имел малый коэффициент прилипания электронов. На рис. 2.8. показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени $t=R_1C_1$ много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, причем $N_2>N_1$. Часто такого рода кривые называют вольтамперной характеристикой. Эту кривую можно разделить на характерные области.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют **областью насыщения**. Именно в этой области работают **ионизационные камеры**. При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что

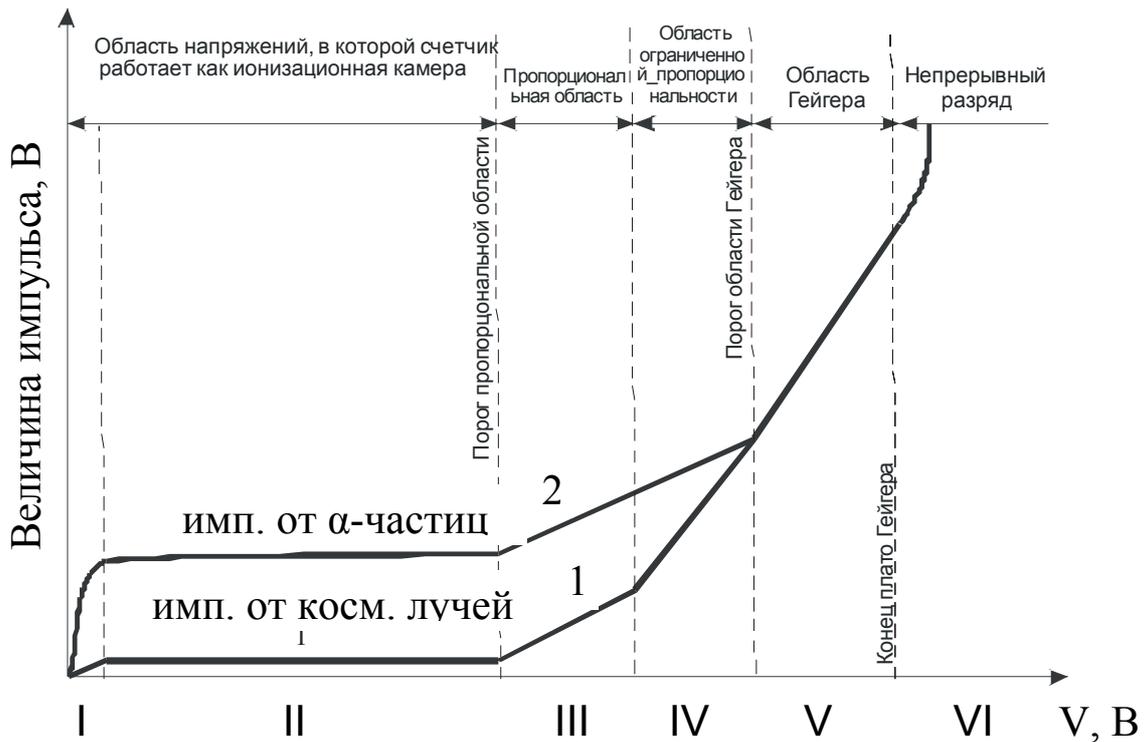


Рис. 2.8. Зависимость числа собираемых пар ионов от величины приложенного напряжения.

становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создать некоторое число вторичных ионов.

Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации. В этой области III (ПО) работают так называемые пропорциональные счетчики.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется участком IV ограниченной пропорциональности (ООП).

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера–Мюллера.

Приборы, работающие в каждой из этих областей, имеют свои специфические особенности.

2.2.1 Пропорциональные счетчики

Пропорциональный счетчик представляет собой цилиндрический конденсатор, к обкладкам которого приложено высокое напряжение порядка 1000В. Диаметр внешнего электрода составляет несколько сантиметров, внутреннего — менее 1мм. Внутренний электрод соединяется с положительным полюсом источника высокого напряжения и является анодом, внешний электрод соединяется с отрицательным полюсом и является катодом.

Рабочий объем счетчика заполняется газом (воздух, аргон, метан) под давлением около 0,1 атмосферного. Электроны и положительные ионы, возникающие в рабочем объеме счетчика под действием ионизирующей частицы, разделяются электрическим полем. Электроны движутся к аноду, положительные ионы — к катоду. Вблизи поверхности анода напряженность электрического поля достигает настолько большой величины, что на одной длине свободного пробега электрон набирает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома газа при столкновении. Электрон, освобожденный ударной ионизацией, и первичный электрон до следующего столкновения с нейтральными атомами газа на пути к аноду вновь набирают энергию, достаточную для ионизации ударом, при соударении вновь ионизируют атомы и далее вместо двух электронов к аноду движутся уже четыре. Таким образом, процесс продолжается до тех пор, пока электроны не достигнут анода. Начальное число пар ионов, образованное в счетчике ионизирующей частицей, увеличивается за счет ударной ионизации в K раз. Число K называется **коэффициентом газового усиления пропорционального счетчика**. При заранее заданной геометрии счетчика величина газового усиления счетчика определяется приложенным напряжением и не зависит от числа первичных ионов, созданных ионизирующей частицей. Численные значения коэффициента K для различных счетчиков могут лежать в пределах от нескольких десятков до нескольких тысяч. Так как величина K не зависит от первичной ионизации, амплитуда импульса тока пропорциональна энергии ионизирующей частицы, затраченной на ионизацию. Пропорциональные счетчики в сочетании с электронными схемами, необходимыми для усиления, счета и анализа электрических импульсов на их выходе, могут применяться для регистрации быстрых заряженных частиц и измерения их энергии.

Пропорциональные счетчики обладают более высокой чувствительностью, так как коэффициент газового усиления может достигать значений $10^2 \div 10^3$. Давление газа зависит от характера исследований и меняется от сотен миллиметров ртутного столба до нескольких атмосфер; рабочее напряжение — от сотен до нескольких тысяч вольт.

2.2.2. Счетчики Гейгера — Мюллера

В области Гейгера—Мюллера газовое усиление настолько велико, что в счетчике вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при

$V=1000\text{В}$ напряженность поля E у катода равна сотням вольт на сантиметр, а вблизи нити $20\ 000 — 40\ 000\text{В/см}$). С увеличением напряжения область ударной ионизации постепенно отодвигается во внешнюю область счетчика. Затем ионизация быстро нарастает, поскольку вторичные электроны, в свою очередь, быстро набирают достаточную энергию для последующей ионизации нейтральных атомов газа. В результате возникает электронная лавина, которая обрывается лишь тогда, когда все связанные с ней электроны достигают нити счетчика.

Обычно первичная лавина порождает целую серию последующих лавин, образование которых связано с испусканием фотонов (главным образом в области ультрафиолетового излучения), возникающих при соударениях атомов с ионами газа. Эти фотоны, в свою очередь, выбивают из стенок счетчика электроны, которые и возбуждают последующие лавины. Лавины, кроме того, могут вызвать положительные ионы, которые, попадая на катод, выбивают электроны.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, не зависящие от первичной ионизации. Достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. Однако разряд остается вынужденным. В области Гейгера–Мюллера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения нескольких вольт или даже десятков вольт.

Поэтому счетчики Гейгера–Мюллера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению, хотя они неспособны дифференцировать различные виды излучений. Большая амплитуда импульса на выходе детектора существенно упрощает конструкцию электронной аппаратуры. Благодаря этим обстоятельствам счетчики Гейгера–Мюллера широко применяют для решения всевозможных задач при детектировании ядерных излучений.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному разряду (область VI). Так как первичный разряд в области Гейгера–Мюллера сопровождается образованием ряда вторичных лавин, для надежной работы счетчика необходимо создать условия для гашения этого разряда (в нормально работающем счетчике разряд должен обрываться после первой лавины).

Обычно гашения разряда добиваются, добавляя к основному наполнителю смесь газов. Для этой цели используют различные многоатомные пары органических веществ: пары спирта, этилен, метилен и

др. В качестве дополнителей к инертным газам часто применяют галоиды (Cl_2 , Br_2 , I_2)

Молекулы газов-дополнителей имеют более низкие потенциалы ионизации по сравнению с атомами основного наполнителя. При столкновении с молекулами примесей положительные ионы нейтрализуются; ионы же гасителей не в состоянии выбить из катода вторичные электроны. Кроме того, они хорошо поглощают ультрафиолетовое излучение, но при этом не испускают фотоэлектроны, а с большой вероятностью диссоциируют на нейтральные химические радикалы (органические пары) и атомы (галоиды).

Галогенные счетчики имеют преимущества перед счетчиками с органическими гасителями. Во-первых, диссоциированные молекулы галогенов в дальнейшем восстанавливаются, в то время как органические молекулы спирта разрушаются полностью. Поэтому срок службы галогенных счетчиков больше. Во-вторых, галогенные счетчики имеют низкое рабочее напряжение. Так, неоновый счетчик с примесью 0,1% аргона и 0,1% галоида имеет рабочее напряжение в гейгеровской области 300 в (давление P примерно 100мм.рт.ст.). У атомов неона первое возбужденное состояние с энергией 16,67 эв является метастабильным. При столкновении с электронами уже в сравнительно малых полях происходит накопление возбужденных атомов неона. В дальнейшем за счет соударений второго рода энергия возбуждения атомов неона передается атомам аргона, в результате ионизации которых и возрастает число электронов. Таким образом, в низковольтной области разряд связан не с первичной ионизацией, а со вторичной ионизацией аргона вследствие столкновения с возбужденными атомами неона. Поэтому такого рода счетчики работают при низком напряжении.

Хотя пропорциональные счетчики дают довольно значительное усиление начальной ионизации за счет самостоятельного газового разряда, очень часто желательно иметь усиление еще большее. Большой коэффициент газового усиления, достигающий до 10^8 — 10^9 раз, является основным преимуществом счетчиков Гейгера-Мюллера.

Конструктивно счетчик Гейгера — Мюллера не отличается от пропорционального счетчика. Увеличение коэффициента газового усиления в нем достигается за счет увеличения напряженности электрического поля в рабочем объеме по сравнению с напряженностью электрического поля в пропорциональном счетчике. Повышение напряженности электрического поля увеличивает интенсивность процессов иони-

зации и возбуждения атомов электронным ударом и приводит к переходу разряда из несамостоятельного в самостоятельный.

Развитие вспышки самостоятельного разряда в счетчике Гейгера—Мюллера происходит следующим образом: если в рабочем объеме счетчика ионизирующей частицей создана хотя бы одна пара ионов (электрон и положительный ион), свободный электрон, как и в пропорциональном счетчике, под действием электрического поля создает на пути к аноду электронно-ионную лавину. Как уже было отмечено, повышение напряжения па счетчике приводит к увеличению интенсивности процессов ионизации и возбуждения, увеличивается число пар ионов в лавине и число фотонов, испускаемых возбужденными атомами. Фотоны, испускаемые возбужденными атомами, могут либо достигать катода, либо поглощаться атомами газа, наполняющего счетчик. В первом случае фотон может освободить вторичный электрон путем фотоэффекта с катода. При наполнении рабочего объема счетчика смесью газов, одни из которых имеет возбужденные уровни выше потенциала ионизации другого, поглощение фотона атомом газа может привести к освобождению вторичного электрона путем фотоэффекта в газе. Освобожденный одним из указанных способов вторичный электрон создает новую электронно-ионную лавину, фотоны из этой лавины создают новые вторичные электроны и т.д., процесс продолжается до тех пор, пока лавинами не будет покрыта вся поверхность анода. Амплитуда импульса в счетчике Гейгера—Мюллера не зависит от числа ионов, образованных ионизирующей частицей.

После того как вся поверхность анода покрывается лавинами, вспышка самостоятельного разряда обрывается. Прекращение развития разряда вызывается действием положительного объемного заряда у анода. Объемный заряд положительных ионов у анода возникает потому, что подвижность электронов значительно выше подвижности положительных ионов. За время порядка 10^{-7} с электроны достигают анода, малоподвижные положительные ионы за это время практически остаются на месте. «Чехол» из положительных ионов вокруг анода как бы увеличивает радиус анода, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля у анода и отсюда к уменьшению интенсивности ионизации и обрыву разряда. Через время порядка 10^{-4} с положительные ионы отодвигаются полем на такое расстояние, что напряженность поля у анода принимает значение, достаточное для возникновения разряда. Это время называется «**мертвым временем**» счетчика. Если не приняты специальные меры, то по истечении «мертвого времени» раз-

ряд в счетчике может возобновиться самостоятельно при отсутствии новой ионизирующей частицы. Начальный электрон, необходимый для развития новой вспышки разряда, может быть освобожден при нейтрализации на катоде положительных ионов от первой вспышки разряда либо за счет фотоэффекта с катода под действием ультрафиолетовых фотонов, излучаемых метастабильными атомами.

Освобождение электрона с катода при нейтрализации положительного иона, например, аргона, происходит следующим образом. Ион аргона, подойдя к катоду на расстояние около 10^{-7} см, вырывает из него электрон и превращается в нейтральный атом. Так как работа выхода электрона из катода (около 5эВ) значительно меньше потенциала ионизации аргона (15,7эВ), атом аргона после нейтрализации находится в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения составляет около 11эВ, чего вполне достаточно для освобождения еще одного электрона с катода. Освобождение второго электрона с катода может произойти либо путем непосредственной передачи энергии возбужденного атома электрону металла, либо за счет фотоэффекта под действием фотона, испускаемого этим возбужденным атомом при переходе в нормальное состояние.

Если в счетчике имеет место освобождение вторичных электронов с катода при нейтрализации положительных ионов, эти вторичные электроны вызывают новую вспышку разряда в счетчике, далее процесс повторяется и, таким образом, разряд в счетчике не прекращается. В настоящее время наиболее распространенным способом гашения разряда в счетчике после развития первой ступени разряда является добавление к основному наполняющему газу небольших количеств паров спирта, метана, галогенов. Эти добавки называют **гасящими**, а счетчики, в которых за счет действия этих гасящих добавок разряд обрывается на первой ступени, называются **самогасящимися**.

2.2.3. Механизм развития разряда в самогасящемся счетчике

Рассмотрим механизм развития разряда в счетчике, наполненном смесью газов аргон-спирт. Добавление небольшого количества паров спирта к основному наполняющему газу приводит к тому, что положительные ионы аргона, образующиеся при развитии разряда, нейтрализуются в газовом объеме счетчика, не успев дойти до катода. Нейтрализация ионов аргона происходит при столкновении с нейтральными молекулами спирта, у которых потенциал ионизации ле-

жит значительно ниже потенциала ионизации атома аргона (11,3эВ против 15,7эВ).

Нейтрализующиеся на катоде ионы спирта не освобождают вторичных электронов, так как возбужденные молекулы спирта, образовавшиеся после нейтрализации ионов спирта на катоде, обычно затрачивают избыточную энергию на диссоциацию, а не на освобождение вторичного электрона или испускание кванта ультрафиолетового света. Объясняется это тем, что время жизни возбужденной молекулы спирта до того, как она диссоциирует, т. е. распадается на более мелкие молекулы, составляет в среднем около 10^{-13} с, а время, необходимое для приближения возбужденной молекулы спирта к катоду на расстояние, достаточно близкое для вырывания электрона, составляет около 10^{-12} с.

Ультрафиолетовое излучение, испускаемое возбужденными атомами аргона, сильно поглощается молекулами спирта вблизи анода и не доходит до катода.

В зависимости от длины волны поглощенных ультрафиолетовых фотонов молекулы спирта ионизируются или возбуждаются. Ионизация молекул спирта ультрафиолетовыми фотонами — фотоэффект в газе — приводит к освобождению вторичных электронов, развитию вторичных лавин, и, таким образом, разряд распространяется вдоль поверхности анода. Возбужденные во время развития разряда молекулы спирта, как уже было сказано выше, с большей вероятностью затрачивают энергию возбуждения на диссоциацию, чем на испускание фотона. Тем самым второй возможный процесс освобождения вторичных электронов — освобождение за счет фотоэффекта с катода — также ликвидируется.

Таким образом, после введения в состав наполняющего газа паров спирта освобождение вторичных электронов с катода прекращается и разряд в счетчике обрывается после завершения первой стадии развития. По истечении «мертвого времени» счетчик способен регистрировать новые частицы.

Аргон-спиртовые счетчики имеют ограниченный срок службы и боятся перенапряжений. Эти недостатки их объясняются тем, что диссоциирующие после каждой вспышки разряда молекулы спирта не воссоединяются вновь и после 10^8 — 10^9 разрядов из-за уменьшения количества гасящих паров счетчик теряет способность к самогашению разряда.

В отличие от счетчиков, использующих в качестве гасящей добавки многоатомные газы, галогенные счетчики, в которых гашение осуществляется добавлением паров брома или хлора, имеют неограничен-

ный срок службы и не боятся перенапряжений. Это объясняется тем, что диссоциирующие во время разряда молекулы галогена затем вновь воссоединяются.

ЗАДАЧА 2. ИЗУЧЕНИЕ СЧЕТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

К основным характеристикам счетчика относятся счетная характеристика, эффективность и фон счетчика.

Счетной характеристикой называют зависимость между скоростью счета n , (в имп/сек) и напряжением, приложенным к счетчику, типичная счетная характеристика приведена на рис. 2.9.

При значениях разности потенциалов $V < V_B$ импульсы имеют различную амплитуду. Регистрирующая радиосхема обладает некоторый порогом чувствительности и регистрирует только самые большие из них (рис. 2.10,а). С ростом напряжения растет доля импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации (рис. 2.10,б). Соответствующий участок счетной характеристики соответствует отрезку АВ на рис. 2.9. Потенциал V_A , при которой счетчик начинает работать, называется **потенциалом зажигания**.

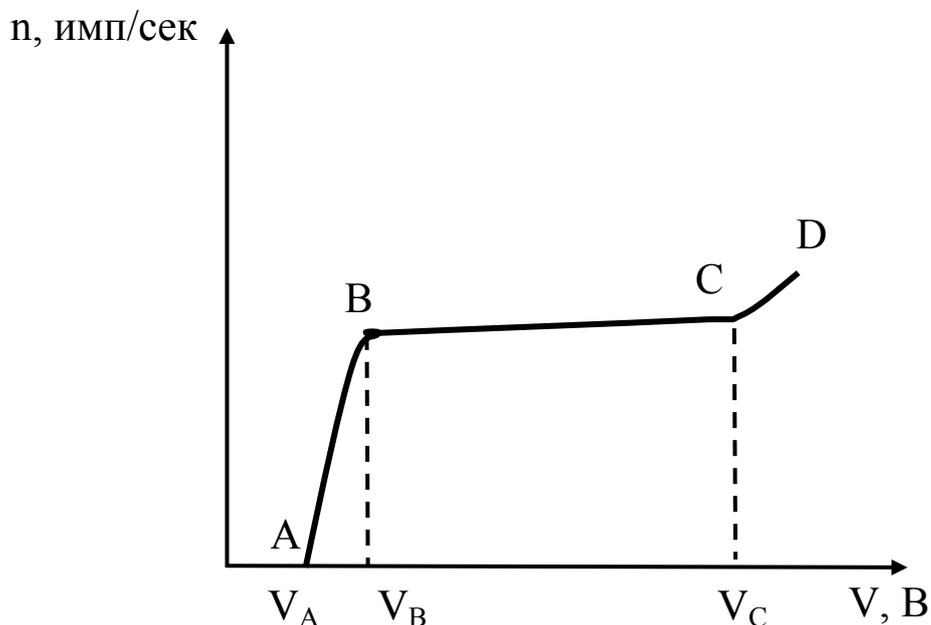


Рис. 2.9. Счетная характеристика.

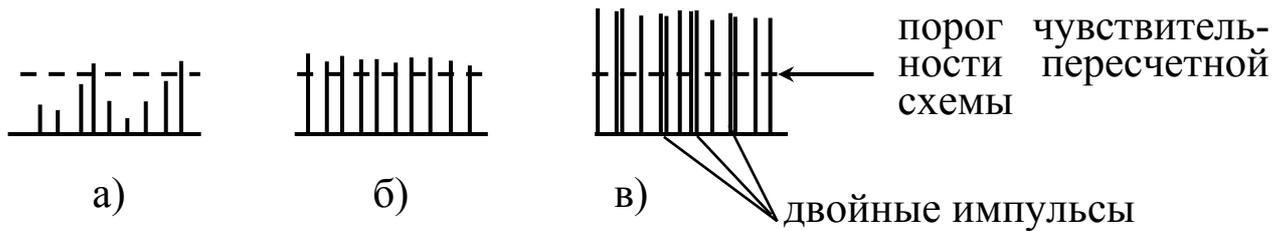


Рис. 2.10. Изменение амплитуды импульсов на разных участках счетной характеристики.

В области Гейгера-Мюллера $V_C > V > V_B$ каждая частица вызывает импульс с большой амплитудой, достаточной для регистрации его радиосхемой. На участке ВС счетной характеристики у идеального работающего счетчика скорость счета не зависит от напряжения и определяется числом частиц, попадающих в счетчик. В действительности, с ростом напряжения наблюдается слабое увеличение числа зарегистрированных импульсов. Это объясняется тем, что с ростом напряжения растет число двойных импульсов. Регистрирующая схема с большой разрешающей способностью считает отдельно каждый компонент двойного импульса, вследствие чего с ростом напряжения скорость счета несколько возрастает.

Область напряжений, где скорость счета становится почти неизменной, называется "плато" счетчика. Плато является рабочей областью счетчика. При этих напряжениях производятся измерения со счетчиками. У хороших счетчиков плато простирается на 200-300В, а наклон плато составляет всего лишь десятые доли процента.

Для области напряжений, превосходящих V_C , возникновение многократных разрядов становится все более частым и частым явлением (рис. 2.10,в). При некотором значении разряд переходит в негаснущий. Самогасящийся счетчик, как уже отмечалось, имеет ограниченный срок службы. По мере распада многоатомных молекул счетная характеристика постепенно ухудшается: укорачивается область плато и увеличивается его наклон, поэтому целесообразно периодически проверять счетную характеристику счетчика.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с устройством и принципом работы установки. Вывести ручку регулятора напряжения в крайнее левое положение.
2. Включить установку и дать ей прогреться в течение 10 мин.
3. Получить препарат **№12** и установить его над счетчиком.

4. Для подготовки прибора к началу работы необходимо установить стрелки механического счетчика на ноль и нажать кнопку "СБРОС" на пересчетном устройстве. Установить кратность пересчета $\times 16$.

5. Тщательно определить минимальное значение напряжения, при котором счетчик начнет регистрировать частицы: подать на счетчик напряжение 660В, одновременно с секундомером включить тумблер "ПУСК" и подождать 10 мин. Если при таком напряжении счетчик не начнет работать, то, слегка повернув ручку потенциометра "РЕГ. НАПР.", увеличить напряжение на 20В. Так как на выходе выпрямителя стоит большая емкость, то показания вольтметра "отстают" от изменения положения регулятора. Уравновешенное состояние наступает не мгновенно, а приблизительно через 1 мин. Увеличивают напряжение ступенями через 20В до тех пор, пока не находят напряжение, при котором счетчик начинает регистрировать частицы. При этом напряжении измеряют скорость счета. Продолжают измерения числа частиц, увеличивая напряжение на 20(40)В. Время замера одной точки - 10 мин. **Когда окончится область плато и дальнейшее увеличение напряжения на счетчике вызовет быстрое нарастание скорости счета, необходимо прекратить измерения.** Нельзя допустить перехода счетчика в режим негаснущего разряда, так как это приводит к быстрой порче счетчика.

6. После окончания измерений снять со счетчика напряжение, выключить установку. Отнести препарат в место постоянного хранения.

7. Полученные результаты занести в таблицу

№	Напр. на счетчике V, В	Продолжит. измерений <i>t</i> , мин	Пок. мех. счетчика при кратности пересчета $\times 16$	Добавка по неоновым лампам	Общее число зарег. имп. <i>N</i>	Скорость счета $n=N/t$

8. Построить зависимость $n(V)$. Из графика определить длину и наклон плато. Наклон плато определяется по формуле

$$S = \frac{n_C - n_B}{n_B} \cdot \frac{100}{V_C - V_B} \% \quad (2.6)$$

9. Сравнить полученные результаты с паспортными данными счетчика.

ЗАДАЧА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА ПРИ РЕГИСТРАЦИИ γ -ЛУЧЕЙ

γ -кванты взаимодействуют с веществом значительно слабее, чем быстрые заряженные частицы (например β - или α - частицы). Как известно, взаимодействие γ -лучей с веществом проявляется в основном в фотоэффекте, эффекте Комптона и эффекте рождения пар. Перечисленные процессы происходят значительно реже, чем акты ионизации атомов заряженными частицами. В результате этих процессов γ -кванты либо уничтожаются (фотоэффект, эффект образования пар), либо теряют значительную часть своей энергии (Комптон-эффект). Все эти процессы сопровождаются появлением быстрых вторичных электронов.

В счетчиках и ионизационных камерах подавляющая часть вторичных электронов выбивается γ -лучами из стенок прибора. Проходя через газ, наполняющий прибор, эти электроны создают ионизацию газа. Далеко не все фотоны, попавшие на счетчик или камеру, дадут вторичные электроны, так как акты взаимодействия γ -лучей с веществом сравнительно редки. Кроме того, не все вторичные электроны, образовавшиеся в стенках счетчика или ионизационной камеры, вызовут импульс или будут участвовать в образовании ионизационного тока. Значительная часть вторичных электронов может поглотиться и рассеяться в стенках приборов, не достигнув его газового объема. Поэтому счетчик Гейгера-Мюллера регистрирует незначительную часть фотонов, попадающих на него,

Отношение числа фотонов, зарегистрированных счетчиком, к общему числу фотонов, попавших на счетчик, называется **эффективностью счетчика** и обозначается ε .

$$\varepsilon = \frac{N}{N_{\gamma}} \quad (2.7)$$

Эффективность счетчика ε зависит от толщины и материала его стенок и энергии падающего γ -излучения. Зависимость скорости счета n от толщины стенок счетчика представлена на рис. 2.11. При малых толщинах эффективность счетчика мала, так как в тонкой стенке с атомами взаимодействует лишь небольшая часть падающих фотонов.

С увеличением толщины стенок счетчика возрастает его эффективность. На рис. 2.11 рост эффективности соответствует участку OA. При дальнейшем увеличении толщины стенок возрастание эффективности происходит все медленнее, пока совсем не прекратится (точка B

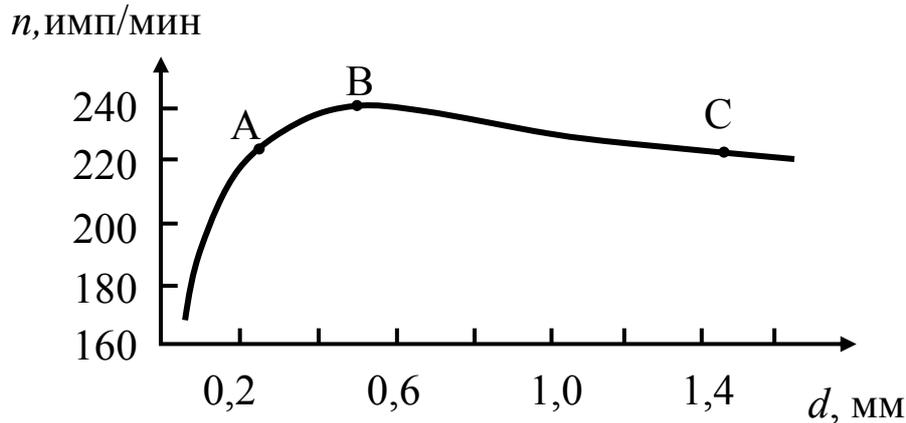


Рис. 2. 11. Зависимость скорости счета γ -квантов от толщины стенок счетчика

на кривой). Это связано с ростом числа поглощенных и рассеянных в стенках счетчика вторичных электронов, родившихся в далеких от газового объема слоях стенки. При толщинах, больших длины пробега вторичных электронов в стенке счетчика, дальнейшего увеличения эффективности не происходит, так как все электроны, появившиеся на расстоянии большем, чем их пробег в веществе стенок, не попадут в газовый объем счетчика.

Последующее увеличение толщины приводит к поглощению γ -лучей в стенках счетчика и уменьшению эффективности (ВС). Поэтому для регистрации γ -квантов обычно применяют счетчики с толщиной стенок порядка длины пробега вторичных электронов. Эффективность таких счетчиков будет максимальна.

Зависимость эффективности от энергии γ -лучей для счетчика с катодами, изготовленных из различных материалов, представлена на рис. 2.12. Оси абсцисс соответствует энергия γ -излучения в МэВ, а оси ординат - эффективность счетчика в процентах. Кривые относятся к счетчикам, катоды которых изготовлены из свинца, латуни и алюминия. Толщина катода счетчика взята равной порядка пробега вторичных электронов, выбиваемых γ -лучами.

В практической работе с радиоактивными изотопами нас интересует в конечном итоге абсолютное число импульсов n , регистрируемых счетчиком в единицу времени. Очевидно, что величина n прямо пропорциональна числу фотонов N_γ падающих на счетчик, и эффективности счетчика. В свою очередь N_γ пропорционально **активности препарата** A (числу распадов, происходящих в нем за единицу времени) и числу фотонов q , испускаемых при распаде одного ядра.

Таким образом:

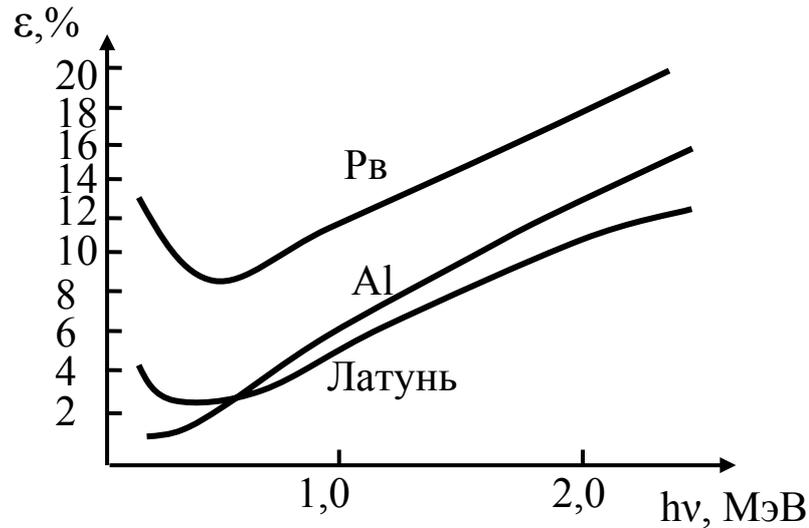


Рис. 2. 12. Зависимость эффективности счетчика от энергии γ -квантов.

$$n = aAq\varepsilon \quad (2.8)$$

где a – коэффициент, введенный для учета того, что не все γ -фотоны, испускаемые препаратом, перехватываются счетчиком. Величина a равна отношению числа фотонов, испускаемых в направлении счетчика к общему числу фотонов, испускаемых препаратом за единицу времени по всем возможным направлениям. Иными словами, коэффициент a есть отношение телесного угла w , под которым счетчик виден из точечного препарата, к телесному углу 4π . Подстановка $a = \frac{w}{4\pi}$ в (2.8)

дает

$$n = \frac{w}{4\pi} Aq\varepsilon \quad (2.9)$$

Пусть счетчик S находится на расстоянии r от источника γ -лучей (рис.2.13.), причем ось счетчика перпендикулярна к прямой, соединяющей середину источника S и счетчика. Тогда телесный угол w равен площади продольного сечения счетчика отнесенной к r^2

$$w = \frac{ld}{r^2} \quad (2.10)$$

Заменим в (2.9) величину w через (2.10). Имеем

$$\varepsilon = \frac{4\pi r^2 n}{Aqld} \quad (2.11)$$

В тех случаях, когда источник испускает при одном распаде несколько фотонов разной энергии $h\nu_1, h\nu_2, h\nu_3$ и эффективность счетчика

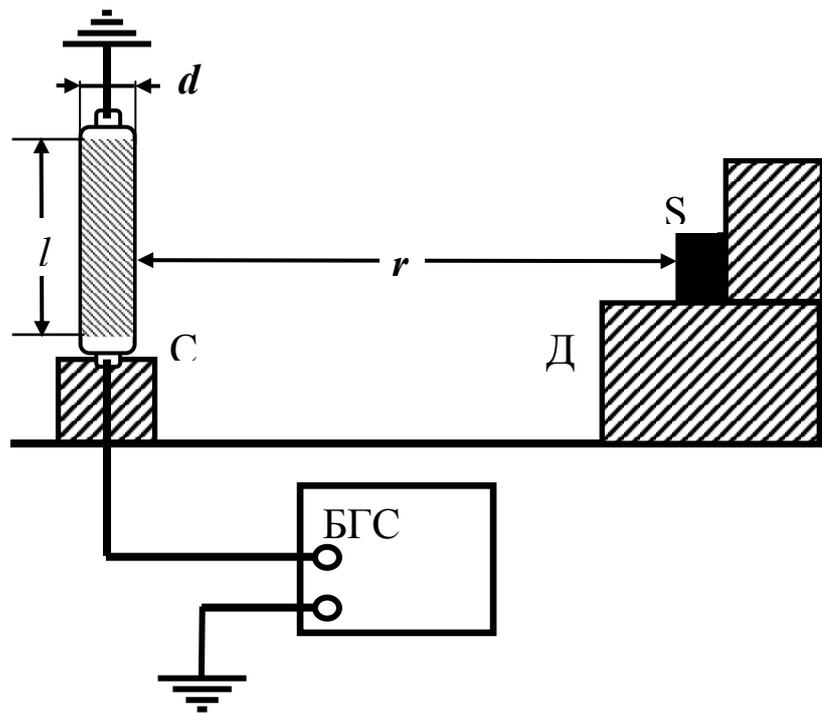


Рис. 2.13. Схема измерительной установки

по отношению к этим энергиям различна $\varepsilon_{\gamma 1}$, $\varepsilon_{\gamma 2}$, $\varepsilon_{\gamma 3}$, число импульсов n_{γ} , зарегистрированных в единицу времени равно:

$$n_{\gamma} = \frac{ld}{4\pi r^2} (n_1 \varepsilon_{\gamma 1} + n_2 \varepsilon_{\gamma 2} + n_3 \varepsilon_{\gamma 3}) \quad (2.12)$$

где n_i - число фотонов с энергией кванта $h\nu_i$, испущенных за единицу времени.

В данной задаче источником γ -квантов служит Co^{60} , у которого каждый акт распада ядра сопровождается испусканием двух квантов с близкими энергиями – 1,17 МэВ и 1,38 МэВ. В этом случае можно считать, что $\varepsilon_{\gamma 1}$ и $\varepsilon_{\gamma 2}$ имеют практически одинаковые значения. Приняв в (2.11) $q=2$, получим применительно к нашему случаю

$$\varepsilon = \frac{2\pi \cdot r^2 \cdot (n - n_{\phi})}{A \cdot l \cdot d} \quad (2.13)$$

где n_{ϕ} – **фон счетчика** - средняя скорость счета при рабочем напряжении и отсутствии радиоактивных источников. Фон счетчика обусловлен, в основном, космическим излучением и природным загрязнением материалов, из которых сделан счетчик и его защита.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться со схемой и принципом работы установки.
2. Включить установку и проверить ее работу. Подать на счетчик рабочее напряжение.

2. Измерить фон счетчика, производя регистрацию импульсов в течение **15мин** при кратности пересчета **x4**.

3. Получить источник **№24**.

4. Поместить источник Co^{60} известной активности A в держатель Д. Установить держатель на расстоянии 70см от счетчика. Измерить скорость счета импульсов n , создаваемых γ -излучением. Измерения проводить при кратности пересчета **x4**. В этом и следующих измерениях регистрируют не менее 1000 импульсов. Время каждого измерения 15мин.

4. Выполнить измерения скорости счета n при $r=100$ и 130см.

5. Выключить установку, сдать препарат.

6. Измерить площадь поперечного сечения счетчика. Для этого измеряют штангенциркулем диаметр катода, а линейкой его длину.

7. Вычислить по (2.13) эффективность счетчика ε . При вычислении поправки на мертвое время счета $n = \frac{n'}{1 - n'\tau}$ принимают $\tau=8 \cdot 10^{-6}$ мин.

Следует обратить внимание, что в выбранных условиях опыта произведение $r^2(n - n_{\phi})$ должно оставаться практически постоянным при изменении r . Это свидетельствует о применимости закона обратных квадратов для числа квантов, падающих на единицу площади счетчика, расположенного перпендикулярно направлению распространения γ -лучей и достаточно удаленного от источника.

Из трех значений ε , полученных при разных значениях r , вычислить среднее значение эффективности счетчика.

ЗАДАЧА 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ САМОГАСЯЩЕГОСЯ СЧЕТЧИКА

1. Мертвое время регистрирующей системы

При регистрации радиоактивного излучения необходимо иметь в виду, что процессы регистрации частицы и возвращения аппаратуры в исходное состояние занимают конечное время. В этом промежутке времени τ аппаратура не может считать другие частицы. Поэтому τ называется "**мертвым временем**" регистрирующей установки.

Так как частицы, испускаемые радиоактивным препаратом попадают в счетчик по закону случая, то при всех уровнях счета имеется конечная вероятность того, что некоторые частицы попадут в счетчик в момент времени, когда система неспособна к их регистрации, поэтому нужно считаться с тем, что даже при выборе наилучшего режима работы регистрирующего устройства некоторое число просчетов окажется

неизбежным и должно быть учтено при обработке результатов измерения.

В установке Б-2, используемой в данной работе, мертвым временем обладают следующие элементы схемы: счетная трубка, пересчетный прибор и электромеханический счетчик импульсов. Мертвое время счетной трубки равно приблизительно $2 \cdot 10^{-4}$ сек. Мертвое время выходного устройства пересчетного прибора согласовано с мертвым временем электромеханического счетчика, равным примерно $1 \cdot 10^{-2}$ сек.

Предусмотренная в пересчетном приборе кратность пересчета $\times 64$ позволяет регистрировать практически без просчетов до 6400 импульсов в секунду, если они поступают на вход пересчетного устройства не чаще, чем через $5 \cdot 10^{-5}$ сек. Таким образом, разрешающая способность установки типа Б-2 лимитируется мертвым временем счетной трубки.

В этой задаче изучаются условия, от которых зависит величина мертвого времени счетной трубки, а также методы внесения соответствующих поправок в результаты измерения радиоактивного излучения.

2. Мертвое время самогасящегося счетчика

Рассмотрим отдельные стадии разряда в счетчике, работающем в режиме Гейгера-Мюллера. При вспышке газового разряда, вызванной попаданием ионизирующей частицы, вокруг нити образуется облако электронов и положительных ионов (рис.2.14). Так как подвижность электронов велика по сравнению с подвижностью ионов, то электро-

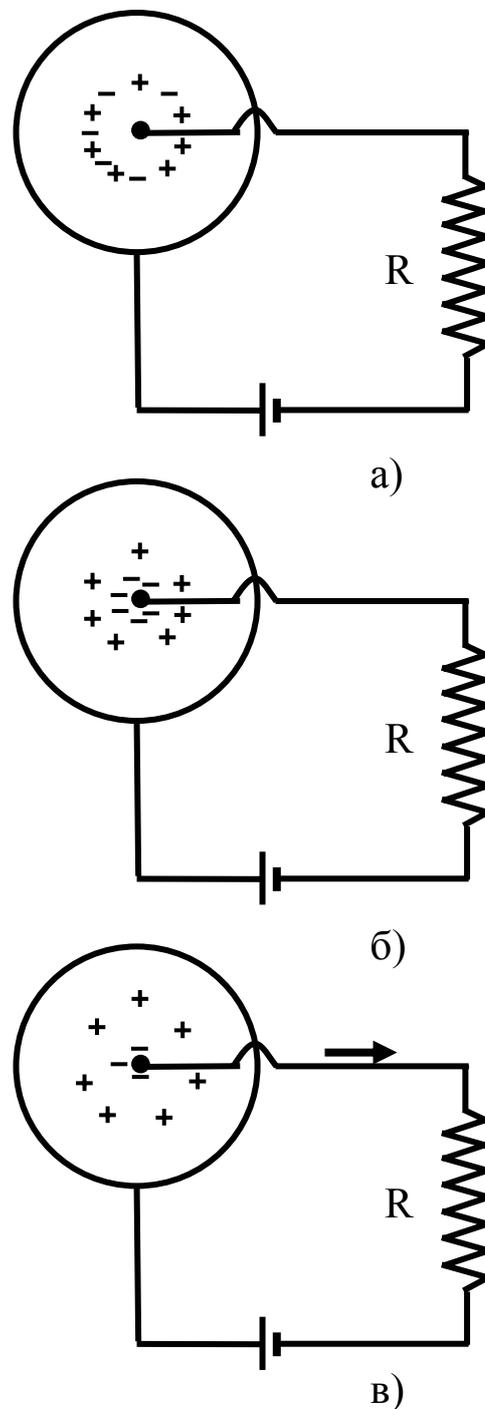


Рис. 2. 14. Развитие разряда в счетчике Гейгера-Мюллера: а) начальная стадия (смесь положительных и отрицательных ионов); б) разделение зарядов; в) оседание отрицательных ионов на нити и приближение положительных ионов к стенкам.

ны соберутся возле нити прежде, чем положительные ионы успевают от нее удалиться. Процесс собирания нитью заряда длится очень короткое время 10^{-5} сек. За это время потенциал нити резко падает. После окончания этой стадии разряда происходит более медленный процесс движения положительных ионов к катоду (см. рис. 2.14). В начале этого процесса потенциал нити продолжает падать и достигает некоторого минимального значения (рис. 2.15) $V_I = V_c - \Delta V_m$, где ΔV_m – наибольшее падение потенциала во время разряда.

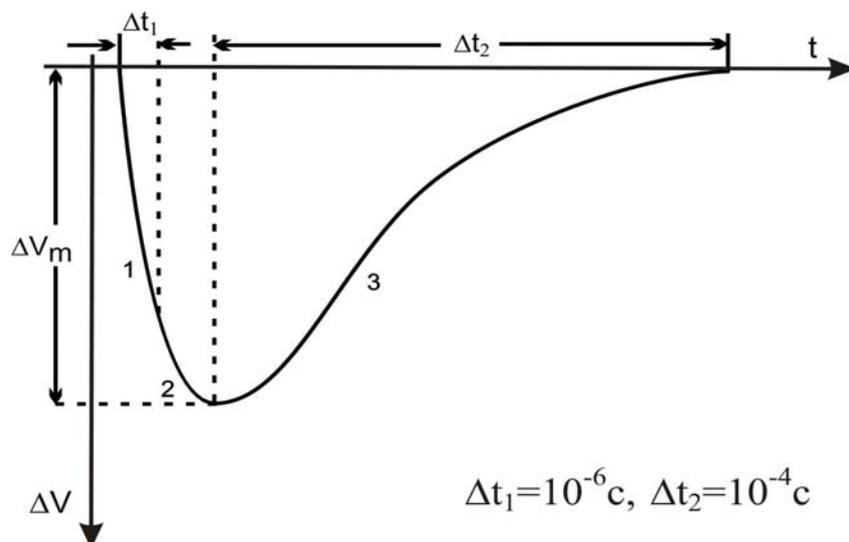


Рис. 2.15. Падение и восстановление потенциала нити при попадании частицы в счетчик Гейгера-Мюллера

Затем наступает сравнительно продолжительная стадия восстановления потенциала нити, происходящего вследствие утечки электронов через сопротивление. Новая вспышка самостоятельного разряда становится возможной только тогда, когда ионы уходят на достаточное расстояние от нити. Это означает, что мертвое время счетчика зависит от напряженности электрического поля и подвижности ионов. Кроме того, мертвое время зависит от величины пространственного заряда. Чем больше заряд, тем значительней должно быть расстояние ионов от нити для достаточного уменьшения их экранирующего действия. Поэтому с уменьшением заряда мертвое время сокращается. Если частицы проходят редко, то большинство из них попадает в счетчик тогда, когда электрическое поле уже установилось после предыдущего разряда. Поэтому каждая новая частица вызывает появление большого пространственного заряда и импульса с большой амплитудой.

Если же счетчик работает в условиях, когда частицы попадают часто, то многие из них попадают в счетчик в период восстановления

поля и создает меньше ионов. Пространственный заряд при этом уменьшается и восстановление поля после слабого импульса занимает меньшее время (рис. 2.16). Поэтому при больших нагрузках счетчика его мертвое время уменьшается, однако не на столько, чтобы доля просчитанных частиц оставалась постоянной при всех уровнях счета, а тем более уменьшалась при возрастании скорости счета.

Для внесения поправок на конечную способность трубки выведем соответствующую формулу. Пусть n_0 - число падающих, n - число зарегистрированных частиц за единицу времени, τ - мертвое время счетчика. Очевидно, что в пределах каждой секунды счетчик на время $n \cdot \tau$ утрачивает способность к счету. Так как за 1 сек, на него падает n_0 частиц, то за время $n \cdot \tau$ через него пройдет и не будет зарегистрировано в среднем $n_0 \cdot n \cdot \tau$ частиц.

Следовательно, разница в числе попавших на счетчик и зарегистрированных им частиц будет равна $n_0 - n = n_0 \cdot n \cdot \tau$ отсюда получаем:

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau} \quad (2.14)$$

Для вычисления относительной ошибки в скорости счета σ , вызванной просчетом частиц, целесообразно придать формуле (2.14)

$$\sigma = \frac{n_0 - n}{n} = n_0 \tau \approx n\tau \quad (2.15)$$

Легко заметить, что, например при $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ сек уже для сравни-

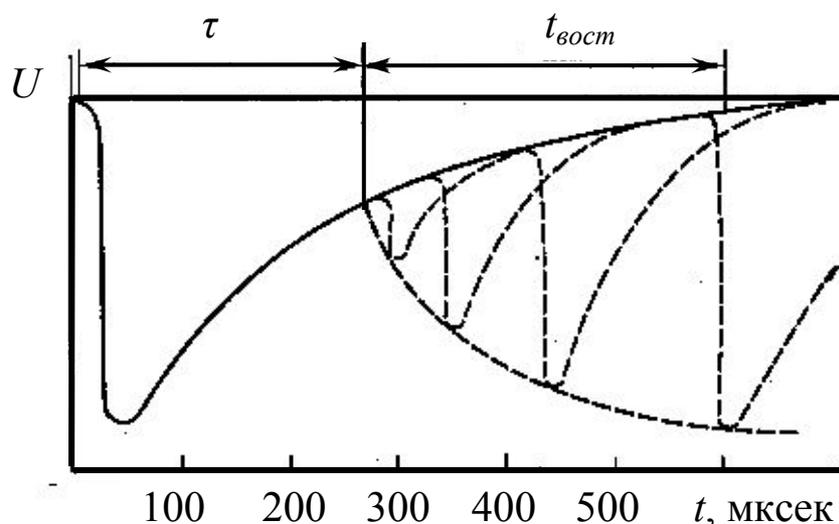


Рис. 2.16 Мертвое время τ и время восстановления $t_{восст}$ типичного счетчика Гейгера - Мюллера: U -потенциал собирающего электрода.

тельно малой скорости счета в 100 имп/сек ошибка в счете будет составлять 2%, а для нагрузок в 1000 имп/сек, еще очень далеких от предельной загрузки пересчетного прибора, ошибка достигает 25%.

3. Определение мертвого времени счетной трубки методом двух источников

Поместим вблизи счетчика два источника радиоактивного излучения (рис. 2.17). Пусть действительное число частиц, попадающих в счетчик за единицу времени от первого источника, равно n_{01} от второго – n_{02} . При совместном действии источников - $n_{012} = n_{01} + n_{02}$. Когда второй источник закрыт экраном, не пропускающим излучения, скорость счета

$$n_{01} = \frac{n_1}{1 - n_1 \tau} \quad (2.16)$$

Закроем первый источник и измерим скорость счета:

$$n_{02} = \frac{n_2}{1 - n_2 \tau} \quad (2.17)$$

При открытых обоих источниках

$$n_{01,2} = \frac{n_{1,2}}{1 - n_{1,2} \tau} \quad (2.18)$$

Так как

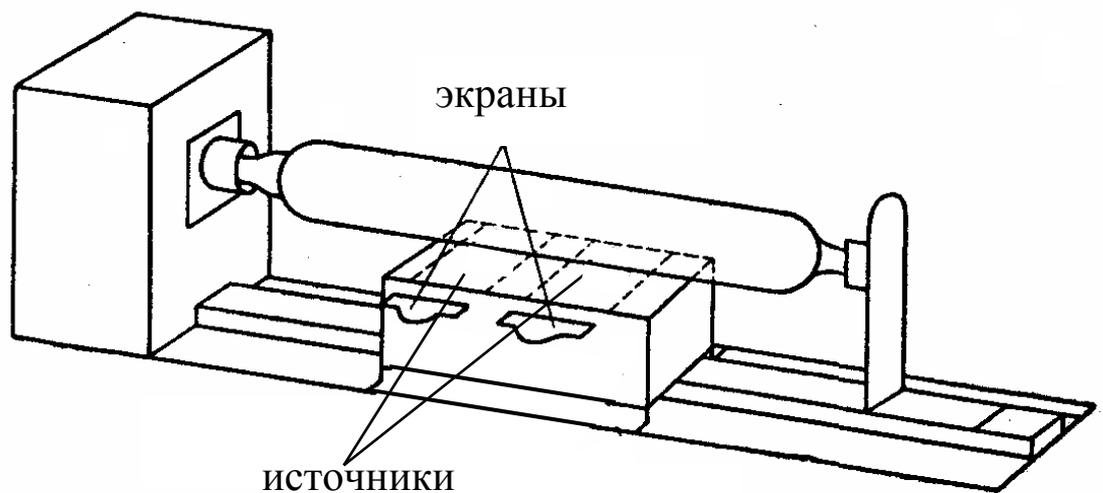


Рис. 2.17. Установка для определения мертвого времени счетчика Гейгера-Мюллера

$$n_{01,2} = n_{01} + n_{02}, \text{ то } \frac{n_{1,2}}{1 - n_{1,2}\tau} = \frac{n_1}{1 - n_1\tau} + \frac{n_2}{1 - n_2\tau} \quad (2.19)$$

Решив это уравнение относительно τ , опуская члены, содержащие квадрат малой величины τ , получим

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2n_1n_2} \quad (2.20)$$

Подстановка в (2.20) измеренных на опыте значений n_1 , n_2 и $n_{1,2}$ позволяет определить мертвое время счетчика. Если экраны, перекрывавшие источники, частично пропускают излучение, то в формулу (2.20) следует ввести поправку. Для этого измеряют дополнительно скорость счета $n_{01,2}$ при закрытых обоих источниках. Формула (2.20) принимает следующий вид:

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2} - n_{01,2}}{2n_1n_2} \quad (2.21)$$

Для выполнения работы применяется один радиоактивный препарат, разделенный на две части примерно одинаковой формы. Каждая из частей может быть накрыта железной пластинкой размером 6x9 см и толщиной 0,2 см. В работе используется радиоактивное излучение одной из солей урана.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить установку. Прогреть установку 10-15 минут. Установить кратность пересчета **x64**. Медленно увеличивать высокое напряжение до величины, указанной на приборе.
2. Получить препарат **№13**. Поместить препарат под счетной трубкой.
3. Закрыть обе половины препарата экранами и измерить число импульсов.
4. Убирая по очереди экраны, а затем и оба вместе, измерить количество импульсов N_1 , N_2 , $N_{1,2}$ каждое измерение производить в течение 30 минут.
5. Вычислить скорости счета $n_{01,2}$, n_1 , n_2 , $n_{1,2}$ в имп/сек, затем по формуле (2.21) определить мертвое время счетчика τ . Так как в формулу (2.21) входит малая величина - разность $(n_1+n_2)-(n_{1,2}-n_{01,2})$, то для получения надежного результата опыта измерения скоростей n_1 , n_2 , $n_{01,2}$, $n_{1,2}$ нужно производить с большой точностью. Только этим и объясняется требование к продолжительной экспозиции.

2.3 ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. КАМЕРА ВИЛЬСОНА

Трековые детекторы. Трековые детекторы, такие, как камеры Вильсона и фотоэмульсии, позволяющие наблюдать траектории частиц, являются теми приборами, которые использовались еще на заре ядерной физики. Развитие ядерной физики показало, что интерес к трековым исследованиям не только не ослабевает, а наоборот, усиливается, поскольку только прямые наблюдения траекторий и позволяют разобраться в характере протекающих процессов. В последние десятилетия модифицированы и разработаны помимо традиционных и другие трековые детекторы: диффузионные и пузырьковые камеры, искровые камеры.

Камера Вильсона. Камера Вильсона является прибором, позволяющим наблюдать следы быстрых заряженных частиц. Принципиальное устройство камеры представлено на рис. 2.18. Герметичный цилиндр со стеклянной крышкой наполняется смесью газов, например воздухом в смеси с насыщенными парами метилового спирта. Перемещением поршня производится адиабатическое расширение газа.

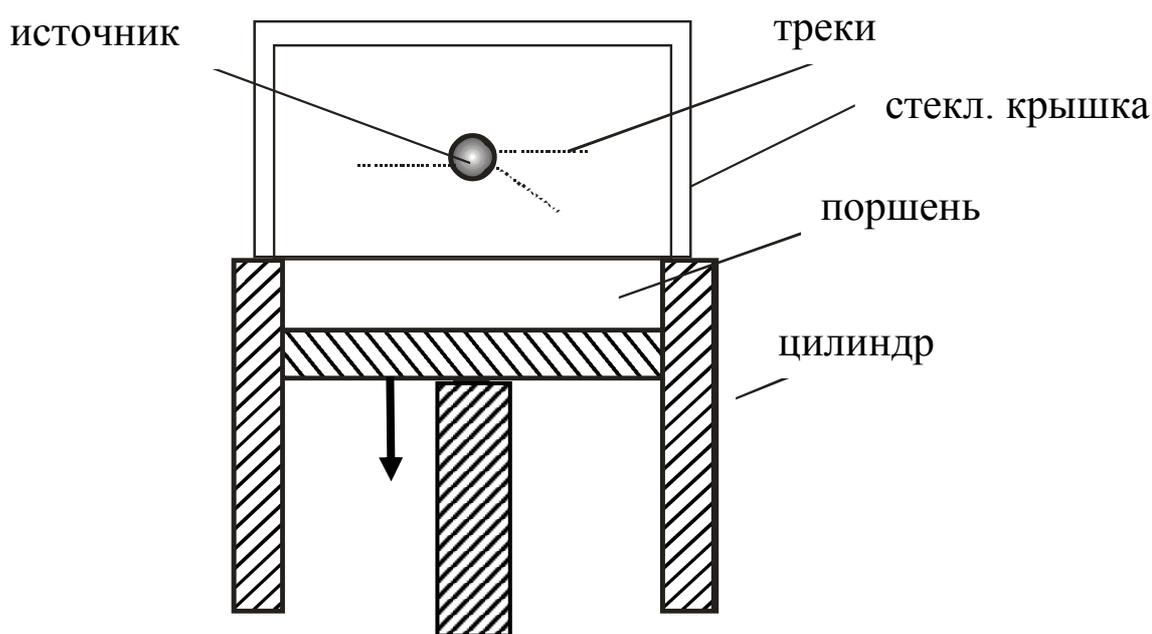


Рис. 2.18. Схема камеры Вильсона.

В результате адиабатического расширения температура газа понижается, пары спирта переходят в состояние перенасыщения. В пересыщенном паре происходит образование капелек жидкости, причем для начала образования каждой капли необходимо наличие центра конденсации. Центрами конденсации могут служить пылинки и, что особенно важно, ионы.

Быстрая заряженная частица, пролетающая в рабочем объеме камеры, на всем своем пути производит ионизацию атомов и молекул газового наполнения камеры. Ионы, возникшие вдоль траектории движения быстрой заряженной частицы, после создания пересыщенного пара, служат центрами конденсации. Капли жидкости, возникшие в результате конденсации пересыщенных паров спирта на ионах, делают видимым след заряженной частицы. Толщина следа пропорциональна количеству ионов на сантиметре пути частицы, т. е. удельной ионизации частицы.

В камере Вильсона следы частиц проявляются вследствие конденсации пересыщенного пара на ионах, образованных при прохождении заряженных частиц через газ. Возникающие на ионах капли достигают больших размеров ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см), так что их можно сравнительно легко фотографировать.

Пересыщенный пар можно получить двумя способами:

- быстрым (адиабатическим) расширением объема газовой среды — нейтрального рабочего газа и пара, вызывающим падение температуры пара (этот принцип используется в камере Вильсона);
- диффузией пара из нагретой области в холодную, где он оказывается перенасыщенным (эта идея используется в диффузионной камере).

Если перенасыщение не достигает верхнего предела, когда конденсация происходит самопроизвольно на микроскопических флуктуациях плотности пара, то капли жидкости конденсируются лишь на внешних центрах—ионах, частичках пыли. Именно эта степень перенасыщения и используется в рассматриваемых приборах. Чтобы ионы, образованные исследуемой заряженной частицей, были единственными частицами конденсации (во избежание ошибок измерения), объемы камер очищаются от посторонних ионов и пыли с помощью вспомогательного электрического поля повторным перенасыщением.

Большинство работающих в настоящее время камер Вильсона являются *камерами объемного расширения*. Конструктивно камера Вильсона — это изолированный газовый объем, заключенный в сосуде, который через специальный переходник с сеткой соединяется с камерой объемного расширения (камера с подвижным поршнем или диафрагмой; сетка применяется для обеспечения бестурбулентного расширения газа). Форма камеры, размеры и расположение прозрачных окон необходимых для освещения и фотографирования, размещение аппаратуры для фотографирования и освещения определяются конкретными условиями эксперимента. Камеры Вильсона могут работать при давлении от долей атмосферы до 50 атм. Наиболее благоприятное давление

— $0,1 \div 0,2$ атм. С повышением давления повышается и время чувствительности прибора, но усиливается искажение треков из-за рассеяния, и необходимо очищать камеры от капель после расширения. Величина перенасыщения для образования капель на ионах зависит от природы газа и пара, а также от знака заряда ионов. В качестве рабочего газа используется аргон или смесь аргона и гелия, в качестве парообразующей смеси – вода и этиловый спирт.

Быстрота срабатывания камеры Вильсона определяется скоростью расширения объёма. Имеются камеры Вильсона, в которых время расширения сокращено до нескольких миллисекунд, однако для большинства камер оно составляет $10 \div 20$ мсек. Время чувствительности камеры, в течении которого перенасыщение остается достаточным для конденсации на ионах, простирается от нескольких сотых долей секунд до $1 \div 2$ сек.

Важной характеристикой является скорость роста капель до размеров, необходимых для фотографирования. Быстрый рост уменьшает искажение треков, связанное с движением газа. Решающим фактором является высокая теплопроводность газа. Время, необходимое для наблюдения, составляет от 50 до 250 мсек.

Сам характер работы камеры Вильсона – расширение с последующим восстановлением состояния рабочей среды – ограничивает снизу время цикла. Обычно время цикла не меньше одной минуты. В этом заключается один из недостатков камеры Вильсона.

Очень часто камеры Вильсона помещают в магнитное поле, и это очень сильно расширяет пределы использования прибора, хотя и существенно усложняет конструкцию. Такие камеры позволяют определять удельную и полную ионизацию частиц, знак электрического заряда, импульс и пробег частиц, проводить наблюдения ядерных реакций на ядрах газа.

ЗАДАЧА 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА

α -частицы, то есть ядра атомов He возникают при α -распаде ядер химических элементов конца периодической системы. Кроме того, они могут быть получены в некоторых ядерных реакциях.

α -частицы, испускаемые данным изотопом, имеют почти одинаковую энергию, либо по своей энергии разделяются на небольшое число групп (тонкая структура). При этом, как правило, подавляющее число частиц принадлежит к группе, имеющей максимальную энергию.

Энергия большинства α -частиц, испускаемых естественными радиоактивными веществами лежит в пределах от 4 до 9 МэВ.

При прохождении через вещество α -частицы теряют свою энергию, растрачивая её главным образом при взаимодействии с электронами атомов и молекул среды. В результате этого взаимодействия образуются диссоциированные и возбужденные молекулы, а также ионизированные и возбужденные атомы. При каждом столкновении с электроном α -частица расходует лишь небольшую часть своей начальной энергии, но из-за чрезвычайно большого числа столкновений на единице пути она быстро замедляется, пробегая до своей полной остановки сравнительно короткий путь. Кинетическая энергия частиц в конечном итоге переходит в тепловую энергию, что проявляется в повышении температуры среды, поглотившей излучение.

При постоянной начальной энергии α -частиц пробег их в данном веществе имеет определенную длину, хотя и обнаруживает небольшие колебания, статистические флуктуации в числе соударений, и потери энергии при каждом соударении приводят к отличиям в длинах пробега, не превышающим 3-4%.

Связь между начальной энергией E , выраженной в МэВ и средней длиной их пробега в воздухе R (см) при 15°C и давлении 760 мм.рт.ст. описывается следующей эмпирической формулой

$$R_0 = 0,318 \cdot E^{3/2} \quad (2.22)$$

Пробег R_0 , измеренный при давлении P и температуре t может быть приведен к нормальным условиям по формуле

$$R_0 = R \frac{P}{760} \cdot \frac{273 + 15}{273 + t} \quad (2.23)$$

Соотношения (2.22) и (2.23) могут быть использованы для экспериментального определения α -частиц.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Практическую часть работы (наблюдение и фотографирование треков) выполнять с участием преподавателя или лаборанта.
2. Обсчитать на компараторе „Мир-12” полученную на пленке картину. Для этого на снимке необходимо отобрать группу наиболее длинных и отчетливо видных треков и отчетливо видных треков и определить длину пробега α - частиц в воздухе в условиях данного опыта:

$$R = \frac{r}{k},$$

где $k=0,6$ – коэффициент увеличения фотокамеры, r – длина трека на пленке (в см). В момент расширения $P=540$ мм.рт.ст., $t=20^\circ\text{C}$.

3. По приведенному к нормальным условиям пробегу по формуле (2.22) вычислить начальную энергию α -частиц.

2.4. ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Одним из важнейших методов регистрации заряженных частиц и гамма-квантов в настоящее время является сцинтилляционный метод.

Попадая в вещество, заряженные частицы теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов. Возникающее при снятии возбуждения излучение обычно поглощается средой. Только в люминесцентном веществе излучение может выйти из среды в виде световой вспышки В некоторых веществах, например в кристаллах ZnS, вспышка (сцинтилляция), вызванная α -частицей, видна невооруженным глазом. Наблюдение сцинтилляций с помощью микроскопа известно давно и является одним из старейших способов регистрации ядерных излучений. Этот метод претерпел значительные изменения, и теперь вместо визуального счета частиц используют *фотоэлектронные умножители* — устройства, преобразующие световой импульс в электрический. Электрический импульс регистрируется обычными радиотехническими средствами.

Таким образом, современный сцинтилляционный детектор состоит из люминесцирующего вещества (сцинтиллятора) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Сцинтилляционные детекторы обладают рядом ценных свойств. Они имеют высокую эффективность регистрации как заряженных, так и нейтральных частиц. Незаряженные частицы детектируются по продуктам их взаимодействия со средой: γ -кванты — по вторичным электронам и позитронам, нейтроны — по протонам отдачи или продуктам ядерных реакций. Следовательно, эффективность регистрации зависит от объема вещества, с которого могут быть собраны вторичные продукты. Единственное условие, которое накладывается на толщину сцинтиллятора — прозрачность к своему собственному излучению. Поэтому для некоторых кристаллических сцинтилляторов эффективность регистрации излучений достигает десятков процентов.

Сцинтилляционный детектор имеет крутой фронт импульса, длительность которого определяется временем высвечивания и для некоторых сцинтилляторов достигает 10^{-9} с. Это обеспечивает высокую временную разрешающую способность. Сцинтилляционные детекторы

могут быть использованы не только для счета различного рода ядерных частиц, но и для дискриминации их по энергии и плотности ионизации.

Это связано с тем, что амплитуда импульса на выходе счетчика зависит от энергии, теряемой заряженной частицей в сцинтилляторе. Поэтому при наличии амплитудного анализатора сцинтилляционный детектор можно попользовать как спектрометр. Кроме того, сцинтилляционные детекторы используют для выделения потока ядерных частиц с высокой плотностью ионизации на фоне γ -излучения и электронов, создающих малые по величине импульсы ввиду небольшой плотности ионизации. Эти свойства сцинтилляционного детектора сделали его незаменимым прибором при выполнении многих современных экспериментов.

Сцинтилляция — явление преобразования энергии ионизирующих излучений в энергию видимого и ультрафиолетового света — является одним из видов люминесценции. Сцинтилляционными свойствами обладают многие газы, жидкости, органические и неорганические кристаллы. Особенно широкое распространение получили сцинтилляционные кристаллы.

Регистрация сцинтилляционных вспышек в современных счетчиках осуществляется с помощью фотоэлектронных умножителей. Фотоэлектронный умножитель представляет собой электровакуумный прибор, соединяющий в себе свойства фотоэлемента и усилителя тока. Для усиления тока в фотоумножителе используется явление вторичной электронной эмиссии.

Конструктивные особенности фотоумножителей могут быть рассмотрены на примере фотоумножителя типа ФЭУ-19.

Фотоумножитель состоит из цилиндрического вакуумного стеклянного баллона, на внутренней поверхности одного из торцов которого нанесен тонкий полупрозрачный слой сурьмянистого цезия, служащий фото-катодом. Со стороны, противоположной фотокатоду, фотоумножитель оканчивается четырнадцатистишковым цоколем. Внутри баллона фотоумножителя находится система электродов, называемых динодами (или эммитерами). Поверхность динодов покрыта слоем вещества с большим коэффициентом вторичной электронной эмиссии. Между катодом фотоумножителя и последним динодом с помощью высоковольтного выпрямителя устанавливается разность потенциалов порядка 1000В. Катод соединяется с отрицательным полюсом источника. С помощью делителя напряжения на каждом последующем от катода

диноде устанавливается потенциал примерно на 100В выше потенциала на предыдущем диноде.

Электроны, выбитые фотонами света с фото катода, ускоряются электрическим полем и направляются на первый динод. Каждый электрон, ударившись о поверхность первого динода, выбивает 3-4 вторичных электрона. Форма и расположение динодов в фотоумножителе таковы, что вторичные электроны, выбитые с поверхности первого динода, направляются ко второму диноду, потенциал которого выше потенциала первого динода. За счет вторичной электронной эмиссии поток электронов усиливается еще в 3-4 раза и далее процесс повторяется на каждом последующем диноде, так что к аноду с последнего динода приходит ток, усиленный в 10^6 - 10^7 раз по сравнению с фототоком с катода фотоумножителя.

Принципиальная схема сцинтилляционного счетчика представлена на рис. 2.19. Процесс регистрации ионизирующей частицы протекает следующим образом: частица, попавшая в сцинтиллятор, затрачивает свою энергию на возбуждение и ионизацию вещества сцинтиллятора. Путем люминесценции часть этой энергии преобразуется в энергию видимого и ультрафиолетового света. Фотоны света, попадая на фотокадод фотоэлектронного умножителя, с которым сцинтиллятор находится в оптическом контакте, выбивает из него фотоэлектроны. С анода фотоумножителя снимается импульс, усиленный описанным выше способом в 10^6 - 10^7 раз. Таким образом, соединение сцинтилляционного кристалла

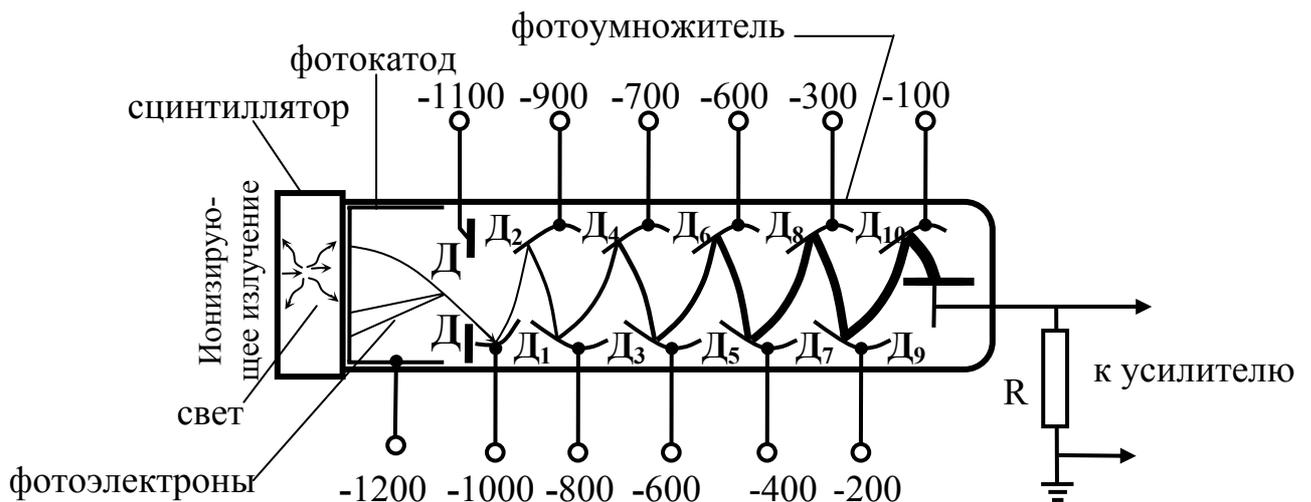


Рис.2.19. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора

с фотоумножителем сводит задачу регистрации частиц к задаче регистрации электрических импульсов.

Регистрация γ -квантов в сцинтилляторе протекает в два этапа. Гамма-квант, взаимодействуя с атомами вещества сцинтиллятора, сообщает энергию одному из электронов путем фотоэффекта или комптоновского рассеяния, либо, взаимодействуя с ядром, рождает пару позитрон — электрон. Быстрые электроны, порожденные γ -квантами, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, вызывают сцинтилляцию. Большинство применяемых сцинтилляторов обладают малым временем высвечивания. Вспышка сцинтилляции имеет обычно длительность порядка 10^{-7} — 10^{-9} с. Следовательно, и длительность электрических импульсов на выходе фотоумножителя также мала. Эта особенность сцинтилляционных счетчиков позволяет применять их для регистрации интенсивных потоков излучений.

Большое усиление фототока, даваемое фотоумножителем, позволяет осуществить регистрацию электрических импульсов без применения дополнительных усилительных устройств либо применять усилители с небольшими коэффициентами усиления.

Так как интенсивность вспышки света в кристалле пропорциональна энергии частицы, потерянной в кристалле, а амплитуда электрического импульса на выходе фотоумножителя пропорциональна интенсивности световой вспышки, сцинтилляционный счетчик обладает ценным свойством: амплитуда импульса на его выходе пропорциональна энергии, потерянной частицей в кристалле.

Квантовый выход у сурьмяно-цезиевого фотокатода составляет 20÷30% для излучения с частотой в области 4100Å . Для ФЭУ в обычном рабочем режиме коэффициент вторичной эмиссии $\sim 2\div 4$, а коэффициент усиления $K \sim 10^4 \div 10^9$.

Сцинтилляционный счетчик обладает в некоторой области линейной зависимостью тока от величины падающего на фотокатод светового потока. Это и определяет возможность измерения энергии частиц, попадающих на счетчик. Требование линейности в широком диапазоне интенсивностей световых вспышек накладывает ограничение на величину коэффициента усиления ФЭУ. Другой причиной практического ограничения коэффициента усиления является темновой ток ФЭУ, который возникает в анодной цепи при отсутствии светового воздействия.

Возможными причинами темнового тока могут быть: термоэлектронная эмиссия фотокатода и динодов, автоэлектронная эмиссия с динодов, ток утечки через изоляцию анода и динодов, ионная об-

ратная связь, обусловленная ионами остаточного газа, оптическая обратная связь, обусловленная люминесценцией стекла баллона и динодов, и т. д.

Обычно амплитуда импульсов, вызванных частицей, значительно превышает амплитуду импульсов, обусловленных естественным фоном. Поэтому возможно с помощью порогового дискриминатора отсекаать импульсы фона. Иногда для этого применяют систему регистрации из двух ФЭУ, включенных в схему совпадений (вероятность возникновения двух одновременных фоновых импульсов мала в силу их статистической природы возникновения).

Однако сцинтилляционные детекторы сложны по конструкции и требуют применения соответствующей радиотехнической аппаратуры. Кроме того, необходима экранировка ФЭУ от воздействия внешнего света и от электромагнитных полей, нарушающих фокусировку электронов в ФЭУ. И, наконец, собственные шумы ФЭУ также ограничивают их применение.

2.4.1. Типы сцинтилляторов

Основными характеристиками сцинтилляторов (фосфоров) являются: относительный световой выход, характеризующий эффективность превращения энергии ядерного излучения в световую, время высвечивания, длина волны максимума спектра излучения, эффективный атомный номер и плотность.

Световым выходом люминесцирующего вещества называется доля поглощенной в нем энергии частицы, которая преобразуется и световую вспышку.

Кроме твердых монокристаллов употребляют также и другие сцинтилляторы в виде растворов органических веществ в органических жидкостях, различные пластмассы; а также инертные газы. Форма, размер, плотность и агрегатное состояние сцинтиллятора определяются условиями конкретной задачи. Так, для регистрации γ -излучения выбирают такие кристаллы с большой плотностью, как йодистый натрий, активированный таллием. В быстродействующих *схемах совпадений* преимущественно используют органические сцинтилляторы с малым временем высвечивания; для регистрации нейтронного излучения — органические кристаллы или жидкие сцинтилляторы, содержащие большое количество водорода.

В Таблице 2.2 представлены характеристики типичных сцинтилляторов различных классов. Данные по световому выходу различных сцинтилляторов под действием быстрых электронов выражены в отно-

сительных единицах, световой выход антрацена условно принят за единицу.

Определение абсолютной величины светового выхода представ-

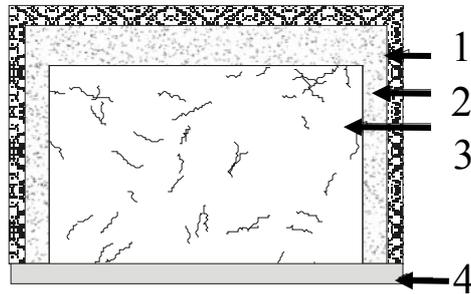


Рис. 2. 20. Упаковка кристалла в сцинтиляционном детекторе: 1 – наружная оболочка из пластика или алюминия, 2 – порошок окиси магния MgO, 3 – кристалл-сцинтиллятор, 4 – выходное стекло.

ляет серьезную трудность, и до настоящего времени абсолютные световые выходы сцинтилляторов известны лишь приближенно. Установлено, например, что в кристалле йодистого натрия один фотон света испускается на 30-50эВ рассеянной в кристалле энергии, т. е. в световую энергию преобразуется 8-13% энергии β -частицы. В таблице дано также сравнение световых выходов различных кристаллов при регистрации альфа-частиц и бета-частиц (α/β).

Выбор сцинтиллятора определяется поставленной задачей. Если по условиям эксперимента необходим счетчик с малым разрешающим временем, должен быть выбран фосфор с малым временем высвечивания. Минимальным временем высвечивания обладают органические фосфоры, например стильбен, терфинил в полистироле. Органические фосфоры применяются часто для регистрации β -частиц.

Для регистрации γ -квантов в γ -спектроскопии обычно применяются неорганические сцинтилляторы. Это объясняется тем, что они обладают большой плотностью и высоким эффективным атомным номером, поэтому оказываются наиболее эффективными при регистрации гамма-излучения.

Для регистрации α -частиц широко применяется сернистый цинк, активированный серебром. Крупные кристаллы сернистого цинка не выращиваются, и поэтому он применяется в виде порошка из мелких прозрачных кристаллов, наносимого тонким слоем на стекло или непосредственно на внешнюю поверхность фотокатода. Толстые слои сернистого цинка непрозрачны и для регистрации β - и γ -излучений он не применяется.

Органические и неорганические сцинтилляторы из монокристаллов изготавливаются обычно в виде сплошных цилиндров. Для защиты от механических повреждений кристалл заключается часто в алюминиевый или пластмассовый контейнер, закрывающий кристалл с одного торца и с боков. Второй торец остается открытым или закрывается прозрачной, например стеклянной, крышкой. Некоторые сцинтилляторы гигроскопичны, и хранение их в открытом виде приводит к разрушению. Такие кристаллы (примером их может служить йодистый натрий) заключаются в герметические контейнеры.

Для уменьшения потерь света внутренние стенки кристалла покрываются диффузным отражателем, например порошком окиси магния.

Таблица 2.2

Параметры сцинтилляторов

	Сцинтиллятор	Плотность в г/см ³	Эффективный атомный номер	Длина волны испускаемого света в Å	Относительный световой выход	Время высвечивания в сек	α/β
Органические кристаллы	антрацен	1,25	5,8	4400	1	$2,7 \cdot 10^{-8}$	0,09
	стильбен	1,16	5,7	4100	0,73	$7 \cdot 10^{-9}$	0,09
	нафталин	1,15	5,8	3450	0,15	$7,5 \cdot 10^{-8}$	
Жидкие сцинтилляторы	Р-терфинил в ксилоле	0,87	5,6	3700	0,48	$7 \cdot 10^{-9}$	0,09
Пластмассовые сцинтилляторы	Терфинил в полистироле	1,06	5,7	4100	0,15	$5 \cdot 10^{-9}$	
Неорганические кристаллы	NaJ (Tl)	3,67	50	4100	2,1	$2,5 \cdot 10^{-7}$	0,44
	CsJ (Tl)	4,51	54	Белое свечение	1,5	$> 10^{-6}$	
	ZnS (Ag)	4,1	27	4500	2,0	10^{-5}	1,00

Для хорошего оптического контакта сцинтиллятора с фотокатодом умножителя между их поверхностями вводится прозрачная жидкость. Так, для антрацена применяют канадский бальзам, для йодистого натрия — вазелиновое масло.

2.4.2. Сцинтилляционный процесс

Наиболее простым является механизм сцинтилляции. Быстрая заряженная частица возбуждает и ионизирует атомы газа. Возвращение в нормальное состояние возбужденных атомов и рекомбинация ионов сопровождаются испусканием фотонов видимого и ультрафиолетового света.

Механизм сцинтилляции в жидких и твердых сцинтилляторах значительно сложнее. Хотя в любой жидкости или в твердом теле быстрые заряженные частицы и γ -кванты затрачивают свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды, лишь в очень немногих из них достаточно значительная доля энергии, затраченной на ионизацию и возбуждение атомов, уносится фотонами света.

Очевидно, что прозрачность является первым необходимым свойством, которым должны обладать жидкость или твердое тело для применения в качестве сцинтиллятора. Однако даже в большинстве прозрачных жидкостей и твердых тел энергия возбуждения атомов благодаря сильной связи между атомами превращается в конечном счете в энергию теплового движения атомов.

Наиболее полно изучен механизм люминесценции в неорганических кристаллах. Как известно, кристаллы имеют зонную структуру. В изоляторах и полупроводниках верхняя зона разрешенных энергий (называемая *зоной проводимости*) пуста, а нижняя (называемая *валентной зоной*) - полностью занята электронами (рис.2.21).

Рассмотрим механизм сцинтилляционного процесса в неорганических кристаллах на примере йодистого натрия. В кристалле йодистого натрия, согласно представлениям зонной теории, благодаря сильному взаимодействию атомов между собой происходит расщепление энергетических уровней внешних электронов и вместо отдельных «разрешенных» энергетических уровней в кристалле имеются «разрешенные» зоны, разделенные «запрещенными» областями. Кристалл йодистого натрия является диэлектриком, поэтому все нижние энергетические зоны до некоторой зоны, которая называется валентной зоной (рис. 2.20) в нем полностью заняты, а верхние, которые называются зоной проводимости, совсем свободны.

Под действием быстрой заряженной частицы электроны из заполненной зоны забрасываются в зону проводимости. Часть электронов, заброшенных в зону проводимости, теряет избыток энергии путем радиационного перехода из зоны проводимости в зону валентную, остальные растрачивают избыток энергии в результате соударений с атомами кристаллической решетки. Фотоны, возникающие при радиационных переходах электронов из зоны проводимости в заполненную зону, являются по существу фотонами сцинтилляции.

Однако световой выход в чистом кристалле йодистого натрия ничтожен, так как большинство фотонов сцинтилляции поглощается внутри кристалла, вызывая переход электронов из зоны валентной в зону проводимости. Часть электронов, заброшенных в зону проводимости, вновь испытывает радиационный переход, избыток энергии остальных вновь затрачивается на возбуждение тепловых колебаний атомов кристаллической решетки и т. д. Таким образом, из-за способности кристалла без примеси-активатора избирательно поглощать собственное люминесцентное излучение, большинство фотонов люминесценции (сцинтилляции) поглощаются внутри кристалла. Добавление очень небольшого, порядка 0,01—0,1%, количества подходящей примеси-активатора увеличивает световой выход сцинтиллятора. Типичным активатором для кристаллов йодистого натрия является таллий.

Атомы таллия, внесенного в кристалл йодистого натрия, создают дополнительные свободные уровни между зонами валентной и

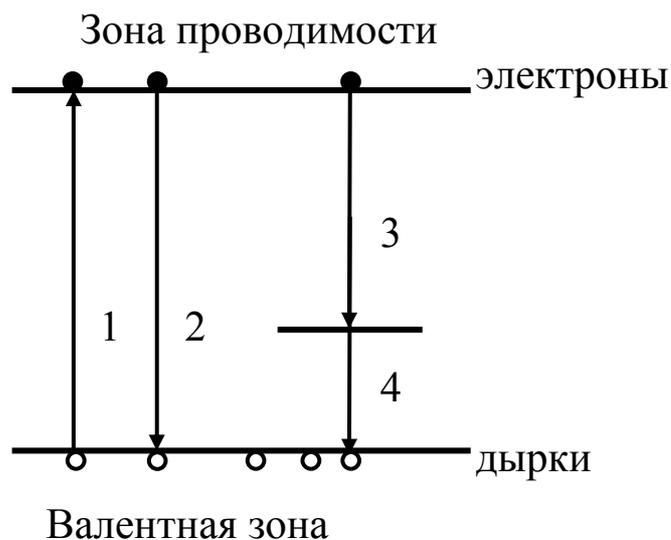


Рис. 2.21. Электронно-дырочные процессы в твердых телах: 1 – Возбуждение электрона в зону проводимости; 2 – рекомбинация электрона и дырки; 3,4 – захват электрона и дырки на примесный центр.

зоной проводимости. Электроны, заброшенные в зону проводимости, с большой вероятностью переходят на уровни активатора, а с уровней активатора путем радиационного перехода — снова в заполненную зону. Вероятность безрадиационных потерь энергии электроном на уровне атома примеси очень мала, так как атомы примеси не входят в кристаллическую решетку и потому слабо взаимодействуют с остальными атомами. Фотоны, испускаемые при переходах электронов с уровней активатора в заполненную зону, внутри кристалла поглощаются очень слабо. Оба эти фактора и приводят к увеличению светового выхода у неорганических кристаллов с добавлением активатора.

Процесс высвечивания, связанный с непосредственным переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону называется *флуоресценцией*. Процесс высвечивания, связанный с переходом электронов на локальные метастабильные уровни, называется *фосфоресценцией*.

В сцинтилляционных счетчиках обычно используют явление флуоресценции, так как оно имеет более короткое время высвечивания ($\tau = 10^{-5} \div 10^{-9}$ с).

Люминесценция органических кристаллов имеет иной характер. Она связана со строением молекул и сильно зависит окружающей молекулу среды.

Органические кристаллы, различные пластмассы и растворы органических веществ, несмотря на меньший световой выход, имеют более короткий период высвечивания ($\tau = 10^{-8} \div 10^{-9}$ с). Кроме того, размеры и форма пластмасс и растворов практически ничем не ограничены.

Благодаря малым временам высвечивания, сцинтилляционные детекторы обладают очень высокой временной разрешающей способностью, на несколько порядков превосходящей временные характеристики газонаполненных детекторов.

ЗАДАЧА 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМНОЙ ТОРМОЗНОЙ СПОСОБНОСТИ АЛЮМИНИЯ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЕТЧИКА

При прохождении через вещество α -частицы теряют свою энергию, растрачивая её на ионизацию и возбуждение встречных атомов и молекул. При таком соударении с электроном α -частица теряет весьма

малую часть энергии и заметно не отклоняется, поэтому путь частицы является практически прямолинейным.

Постепенное поглощение α -частицы в воздухе или других газах может быть исследовано методом сцинтилляций. Для этого из α -лучей, испускаемых препаратом, при помощи диафрагм выделяют параллельный пучок. На пути пучка помещают люминесцирующий экран и подсчитывают число сцинтилляций при различном удалении экрана от источника излучения. Если радиоактивное вещество взято в виде „бесконечно тонкого” слоя, практически не поглощающего излучения, то распределение числа α -частиц по длине пути будет иметь вид кривой изображенной на рис. 2.22. Этот характерный для α -лучей закон поглощения сильно отличается от обычно наблюдаемого закона поглощения для β - или γ -лучей

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (2.24)$$

Из рисунка видно, что N остается неизменным до некоторого значения $x=R_{min}$, а затем очень быстро уменьшается.

При длине пробега, равной R_{max} все излучение оказывается поглощенным. Для характеристики поглощения α -лучей вводят понятие экстраполированного пробега $R_{экстр}$ и среднего пробега R . Величину $R_{экстр}$ определяют, продолжая линейную часть кривой 1 до перенесения с осью OX . Средний пробег R , которым обладает большинство α -

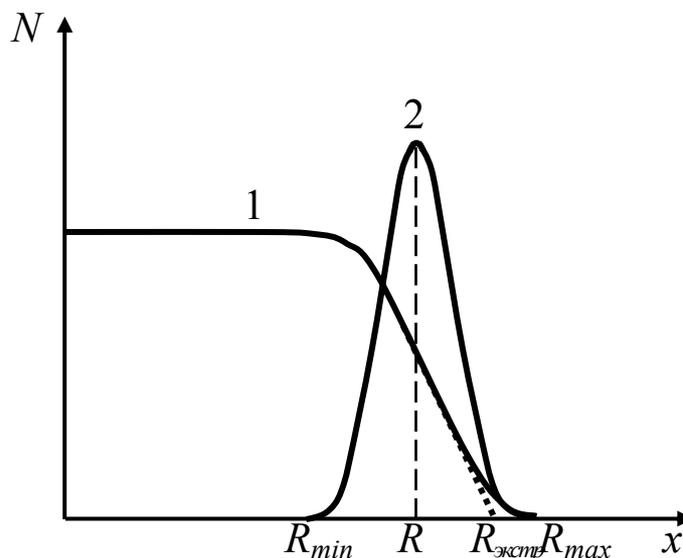


Рис. 2.22. Распределение числа α -частиц по длине пути.

частиц получают путем дифференцирования кривой 1 (рис.2.22, кривая 2).

Пробеги $R_{экстр}$ в воздухе при 15°C и 760мм.рт.ст. для некоторых радиоактивных веществ приведены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3.

Элемент	$R_{экстр}$, см	Элемент	$R_{экстр}$, см
Уран I ${}^{238}_{94}U$	2,72	Радий ${}^{220}_{80}Ra$	3,29
Уран II ${}^{234}_{92}U$	3,28	Полоний ${}^{210}_{84}Po$	3,87
Ионий ${}^{230}_{90}Y$	3,19	Торий ${}^{232}_{90}Th$	2,87

Поглощение α -частиц в жидкостях и твердых телах сходно с их поглощением в воздухе в том отношении, что и здесь в каждом веществе частицы имеют определенный пробег. Для изучения постепенного поглощения лучей на пути пучка помещают экраны и фильтры приготовленные из тонкой фольги металла. В опытах такого рода установлено, что форма кривой поглощения, практически не изменяется, она только сдвигается вдоль оси X на величину d_0 , как это показано на рис.2.23. Сплошная кривая соответствует поглощению пучка в воздухе, пунктирная – поглощению в воздухе и материале экрана. Величина сдвига d_0 соответствует уменьшению пробега лучей и называется **воздушным эквивалентом** фильтра данной толщины d . Воздушной эквивалент является важной характеристикой данного экрана, хотя величи-

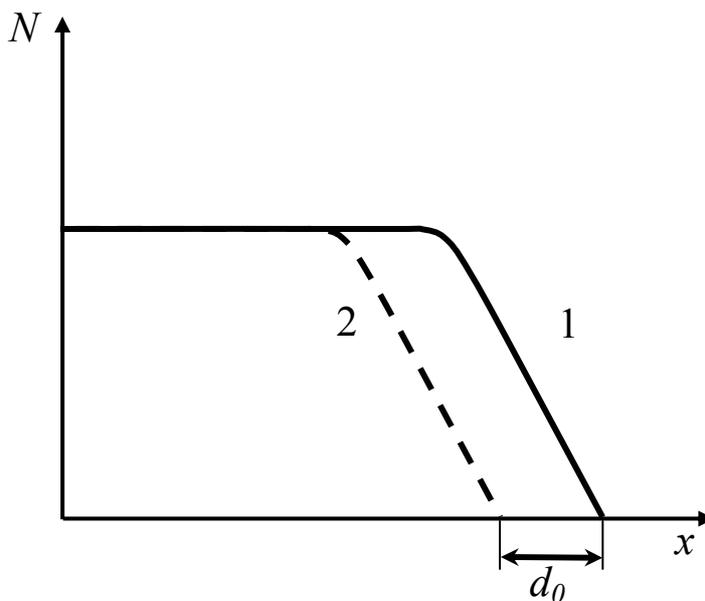


Рис. 2.23. Кривая поглощения α -частиц в воздухе (1) и в воздухе с фольгой (2).

на его счета изменяется в зависимости от расстояния между экранами излучения. Опыт показывает, что для одного и того же экрана d_0 уменьшается по мере приближения к концу пробега. Потеря энергии α -частицы пропорциональна атомной концентрации вещества, которая пропорциональна отношению плотности вещества к атомному весу. С этой точки зрения пробег R в среде с плотностью ρ и атомным весом A может быть выражен через пробег R_0 в воздухе следующим образом:

$$R = R_0 \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{A}{A_0} \quad (2.25)$$

Однако, это соотношение противоречит обычным данным, дело в том, что различные атомы обладают различным эффектом торможения. Чтобы учесть поглощающее действие отдельных атомов вводят понятие **атомной тормозной способности**. Тормозная способность атомов простого вещества определяется следующим образом. Пусть R и R_0 будут пробеги в исследуемом веществе и в веществе сравнения, ρ и ρ_0 - плотности этих веществ, A и A_0 - их атомные веса. **Относительная атомная тормозная способность** выражается формулой:

$$S = \frac{R_0}{R} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{A}{A_0} \quad (2.26)$$

В качестве вещества сравнения берут обычно воздух принимая то, что он состоит из атомов со средним атомным весом $A=14,4$.

Вместо того, чтобы относить тормозную способность к полному пробегу, ее часто относят к эквивалентным частям пробега в сравниваемых веществах. Формула (2.26) для этого случая принимает вид:

$$S = \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{d_0}{d} \cdot \frac{A}{A_0} \quad (2.27)$$

Величина S имеет простой **физический смысл** - это отношение числа условных атомов воздуха к числу атомов элемента, одинаково задерживающих α -лучи.

В Таблице 2.4. приведены средние тормозные способности некоторых простых тел:

Таблица 2.4.

Вещество	S	Вещество	S
Воздух	1,00	Al	1,45
H	0,22	Cu	2,3
He	0,35	Ag	3,2
N	0,99	Sn	3,3
O	1,06	Pb	4,4

Знание тормозной способности позволяет по известному пробегу α -частиц в воздухе рассчитать их пробег в любом веществе. Если вещество представляет собой смесь или объединение нескольких элементов, то его тормозная способность равна сумме тормозных способностей всех составляющих атомов.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с устройством и принципом работы радиометра „Тисс”. Включить прибор и дать ему прогреться в течении 15мин.
2. Измерить число α -частиц при различных расстояниях α -источника от счетчика. Измерения производить по шкале от 100 до 60 через каждые 5мм. Время регистрации импульсов – 5 минут.
3. Снять с препарата алюминиевый колпачок и произвести измерения в обратном порядке.
4. Построить зависимость числа α -частиц N от расстояния между источником и счетчиком d . Из полученных графиков зависимостей определить воздушный эквивалент d_0 . По формуле (2.27) определить тормозную способность алюминия и сравнить с табличным значением.

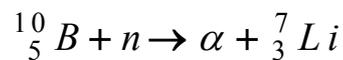
Плотность воздуха	ρ_0	$1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$
Плотность алюминия	ρ	$2,7 \text{ г/см}^3$
Атомный вес воздуха	A_0	14,4
Атомный вес алюминия	A	26,98

2.5. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Ионизационные камеры, газоразрядные и сцинтилляционные счетчики при регистрации заряженных частиц используют их способность производить ионизацию и возбуждение атомов среды, в которой они распространяются. Не имеющие электрического заряда нейтроны с электронными оболочками атомов не взаимодействуют. Поэтому обычные ионизационные камеры, газоразрядные счетчики и сцинтилляционные счетчики для регистрации нейтронов не пригодны. **Методы регистрации нейтронов основаны на использовании различных типов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами.**

Для регистрации нейтронов с энергией от 100кэВ и выше может быть использован метод ядер отдачи. В качестве ядер отдачи чаще всего используются протоны, так как доля кинетической энергии, уносимая ядром отдачи при упругом рассеянии быстрых нейтронов, максимальна при рассеянии на протонах (до 100%) и убывает по мере возрастания массового числа ядра отдачи. Основным процессом взаимодейст-

вия быстрых нейтронов с протонами является упругое рассеяние. Сечения рассеяния нейтронов на протонах довольно велики. Протон отдачи, на котором испытал рассеяние быстрый нейтрон, получает от нейтрона значительную часть его кинетической энергии и может быть зарегистрирован обычными методами регистрации быстрых заряженных частиц. Таким образом, быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородсодержащего материала. В этом случае возникновение разряда связано с протонами отдачи. Как быстрые, так и медленные нейтроны могут регистрироваться по вызываемым ими ядерным реакциям. Для регистрации медленных нейтронов особенно часто используется реакция



так как сечение этой реакции велико при малых энергиях нейтронов. Реакция экзотермична, α -частица и ядро ${}^7_3\text{Li}$, возникающие в результате расщепления ядра ${}^{10}_5\text{B}$, производят ионизацию в среде и могут быть зарегистрированы обычными методами.

Выпускается несколько типов счетчиков, использующих реакцию расщепления ${}^{10}_5\text{B}$. Счетчик типа СММ-5 может служить *примером счетчиков медленных нейтронов*. В состав газового наполнения счетчика входит трехфтористый бор. Нейтрон вызывает расщепление ядра бора, продукты расщепления ядра производят ионизацию в газовом объеме счетчика. Благодаря приложенному к электродам счетчика высокому напряжению импульс ионизационного тока усиливается. Нейтронные счетчики работают обычно в пропорциональном режиме. Вместо включения в состав газового наполнения бор в виде какого-либо твердого соединения может наноситься тонким слоем на внутреннюю поверхность катода. С использованием замедляющего блока, например из парафина или органического стекла, борные счетчики могут применяться и для регистрации быстрых нейтронов.

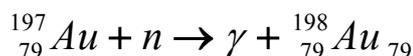
Добавление бора в состав сцинтиллятора, например в сернистый цинк, активированный серебром, позволяет применить для регистрации нейтронов сцинтилляционный счетчик. Достоинством сцинтилляционных счетчиков нейтронов является их высокая эффективность.

Для измерения потоков нейтронов часто применяется метод радиоактивных индикаторов. Этот метод использует для регистрации нейтронов ядерные реакции взаимодействия нейтронов с ядрами стабильных изотопов, приводящие к образованию радиоактивных изото-

пов. Такими реакциями могут быть реакции захвата, ядерных расщепления.

Задача определения плотности нейтронного потока сводится к задаче измерения абсолютной активности образца после облучения. Величина эффективного сечения ядерной реакции, приводящей к образованию радиоактивного изотопа, должна быть известной.

Типичным радиоактивным индикатором является золото. Природное золото имеет один стабильный изотоп $^{197}_{79}\text{Au}$. При облучении его медленными нейтронами с большим эффективным сечением протекает реакция радиационного захвата:



Изотоп золота $^{197}_{79}\text{Au}$ нестабилен, путем β^- -распада он превращается в изотоп ртути $^{198}_{80}\text{Hg}$. Период полураспада изотопа золота $^{197}_{79}\text{Au}$ 2,7 суток.

Эффективность нейтронных счетчиков, как и γ -счетчиков, определяется вероятностью вторичных процессов образования заряженных частиц.

2.6. ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Фотографическое действие α -, β - и γ -излучения было известно давно. Благодаря способности радиоактивных излучений вызывать почернение фотопластинок было открыто и само явление радиоактивности.

Фотографическое действие радиоактивного излучения связано с теми же явлениями, какие возникают при освещении фотографической пластинки видимым светом.

Светочувствительный слой (эмульсия) состоит из желатины с равномерно распределенными в ней мелкими кристаллами галоидного (обычно бромистого) серебра.

Облучение эмульсии α - или β -частицами или γ -фотонами вызывает появление в кристаллах атомов серебра, которые образуют центры скрытого (невидимого) фотографического изображения.

Под действием проявляющих веществ кристаллы галоидного серебра, содержащие центры скрытого изображения, быстро восстанавливаются до металлического серебра. Кристаллы, не имеющие центров скрытого изображения, восстанавливаются очень медленно. После нескольких минут проявления на облученных участках эмульсии появляется черно-белое изображение, составленное из непрозрачных зерен металлического серебра. Остальная часть эмульсии будет иметь равно-

мерную фотографическую вуаль – слабое почернение в тех местах, где находятся медленно восстанавливающиеся кристаллы.

После окончания проявления все не восстановленное галоидное серебро удаляют из эмульсии, растворяя его в фиксирующих растворах (обычно гипосульфит натрия). Затем фотопластинку промывают в воде. Высушенная пластинка при бережном обращении с ней может сохраняться без изменения в продолжение неограниченного времени.

В последние годы фотографический метод регистрации радиоактивного излучения был значительно усовершенствован и получил широкое применение. Фотографические снимки, сделанные на контакт с объектом или с небольшой дистанции, передают распределение радиоактивного вещества в этих объектах, например, указывают места скопления радиоактивных изотопов, введенных в сплавы металлов, в организм животных или растений и т. д.

Фотографирование пучка γ -лучей, прошедшего через объект, служит одним из методов обнаружения внутренних дефектов изделия (γ -дефектоскопия). Фотографический метод служит не только для качественных оценок, но и для количественных измерений потоков α -частиц, β -частиц и γ -фотонов, так как степень почернения фотографической эмульсии зависит от плотности падающего на нее излучения.

Важным достоинством фотографического метода является хорошо известный эффект накопления фотографического действия при увеличении времени экспозиции. Благодаря этому при достаточно длительной экспозиции удается зарегистрировать излучение весьма слабых препаратов.

Высококочувствительные пластинки с толстым слоем эмульсии применяют также для регистрации отдельных α - и β -частиц. После проявления пластинки траектория частиц вырисовывается в толще эмульсии в виде цепочки черных зерен.

По характеру следа, оставленного частицами в эмульсии (длина следа, число зерен и плотность их расположения), можно установить природу частицы: массу, заряд и энергию.

Метод регистрации ядерных излучений с помощью специальных фотоэмульсий имеет широкое применение в ядерной физике благодаря наглядности. Изучая фотопластинку под микроскопом, можно непосредственно наблюдать поведение заряженной частицы при прохождении через слой эмульсии: ионизационное торможение, рассеяние, ядерный захват с выделением продуктов деления, спонтанный распад ядер и т. д.

Регистрация заряженных частиц с помощью фотоэмульсий: происходит подобно регистрации фотоэлектронов при воздействии света.

Ядерные фотоэмульсии, как и обычные светочувствительные, состоят из желатина и взвешенных частиц бромистого серебра размером до 0,3 мкм. Заряженные частицы, проходя через слой эмульсии, ионизируют атомы, лежащие на их пути, и вызывают некоторые фотохимические процессы в кристаллах AgBr. При проявлении эмульсии на месте кристаллов, которые подверглись ионизации, образуются мельчайшие зерна металлического серебра, которые наблюдаются под микроскопом в виде черных зерен. След частицы представляется цепочкой зерен.

В настоящее время имеются ядерные эмульсии различных типов, позволяющие использовать фотометод для регистрации самых разнообразных частиц: от быстрых электронов, создающих минимальную ионизацию, до осколков деления ядер образующих плотный след ионов.

Отличительной особенностью фотометода является возможность регистрировать отдельные следы частиц в широком интервале энергий, с большой точностью определять пространственное распределение следов и ионизирующую способность частиц. Все это дает возможность надежно различать частицы: определять их массу, заряд и энергию. Для экспозиции ядерных явлений не требуется ни источников питания, ни другой вспомогательной аппаратуры. Небольшой вес, малые размеры, механическая прочность и длительность экспозиции обеспечивают такие преимущества фотоэмульсий, каких не имеет в совокупности никакой другой метод,

К недостаткам метода ядерных эмульсий нужно отнести трудоемкость обработки материала, что, кстати говоря, является общим недостатком всех других методов, имеющих дело с анализом отдельных следов частиц. В значительной степени ограничивает область применения фотометода малая толщина эмульсий. Правда, за последнее время разработаны методы обработки больших стопок эмульсий (до нескольких десятков метров).

Кроме того, сложный атомный состав эмульсии создает значительные трудности при использовании фотометода для исследования ядерных реакций, так как не всегда удается определить, с какими ядрами произошла данная реакция. Поэтому часто для увеличения вероятности определенного вида реакции (с определенным ядром) эмульсию перед экспозицией пропитывают соответствующими веществами.

Как отмечалось выше, в кристаллах AgBr, через которые проходит ионизирующая частица, происходят некоторые фотохимические процессы, приводящие к образованию группы ионов металлического серебра — центров скрытого изображения. При рассмотрении механизма образования скрытого изображения заряженными частицами обычно считают, что он подобен механизму образования скрытого изображения под действием света. Однако в первом случае это ионизация атомов под действием кулоновского поля заряженной частицы, во втором — фотоэффект.

В процессе проявления происходит отложение атомов серебра на центрах проявления. Зерна металлического серебра вырастают до видимых под микроскопом размеров (0,3—0,8 мкм), и скрытое изображение превращается в видимое изображение следа. В процессе фиксирования эмульсии, непроявленные зерна AgBr растворяются и вымываются из желатина.

Для регистрации частиц с различной плотностью ионизации используют эмульсии разных типов, обладающих различной чувствительностью. Для регистрации быстрых (релятивистских) частиц, обладающих минимальной ионизацией, необходима эмульсия с самой высокой чувствительностью и большим содержанием AgBr. Для медленных и сильно ионизирующих частиц нужны эмульсии с меньшей чувствительностью.

Отличительной чертой ядерных эмульсий по отношению к оптическим является не только большое содержание бромистого серебра (80—85% общего веса эмульсии), но и величина его зерен. В световой фотографии имеет значение общее почернение пластинки при воздействии определенного количества света, которое зависит от величины зерен. Наибольшей чувствительностью к почернению обладают эмульсии с крупными зёрнами AgBr. При определении чувствительности ядерных эмульсий исходят из других требований. Наибольшей чувствительностью обладает та эмульсия, которая создает след ядерной частицы *с максимальной плотностью зерен* с тем, чтобы на фоне «вуали» пластинки в виде отдельных спонтанно проявленных зерен легко просматривалась цепочка зерен следа частицы. Поэтому чувствительность ядерных эмульсий определяется плотностью зерен на длине следа в 100 мкм. Для релятивистских частиц с минимальной удельной ионизацией плотность зерен на 100 мкм пути в эмульсии составляет около 30.

При обычном просмотре на свет ядерные фотоэмульсии прозрачны и высокой чувствительностью. Для регистрации быстрых (релятивистских) частиц, обладающих минимальной ионизацией, необходима эмульсия с самой высокой чувствительностью и большим содержанием AgBr. Для медленных и сильно ионизирующих частиц нужны эмульсии с меньшей чувствительностью.

Отличительной чертой ядерных эмульсий по отношению к оптическим фотоэмульсиям является не только большое содержание бромистого серебра (80—85% общего веса эмульсии), но и величина его зерен. В световой фотографии имеет значение общее почернение пластинки при воздействии определенного количества света, которое зависит от величины зерен. Наибольшей чувствительностью к почернению обладают эмульсии с крупными зернами AgBr. При определении чувствительности ядерных эмульсий исходят из других требований. Наибольшей чувствительностью обладает та эмульсия, которая создает след ядерной частицы с максимальной плотностью зерен с тем, чтобы на фоне «вуали» пластинки в виде отдельных спонтанно проявленных зерен легко просматривалась цепочка зерен следа частицы. Поэтому чувствительность ядерных эмульсий определяется плотностью зерен на длине следа в 100мкм. Для релятивистских частиц с минимальной удельной ионизацией плотность зерен на 100мкм пути в эмульсии составляет около 30.

При обычном просмотре на свет ядерные фотоэмульсии прозрачны, и только под микроскопом можно наблюдать следы отдельных частиц.

Наиболее употребительны эмульсии Научно-исследовательского кинофотоинститута (НИКФИ) и эмульсии английской фирмы Ильффорд. Существуют специализированные типы эмульсий, позволяющих регистрировать любые следы, начиная от осколков деления тяжелых элементов до релятивистских электронов, обладающих минимальной ионизирующей способностью.

Фотопластинки чаще всего изготавливают с толщиной эмульсии 100—200мкм. Высокочувствительные пластинки, как правило, изготавливают с толщиной эмульсии 400 и 600мкм. Концентрация AgBr в эмульсиях НИКФИ и фирмы Ильффорд одинакова и равна 83% полного веса. Диаметр зерен бромистого серебра равен ~0,3мкм, диаметр проявленных зерен — 0,3—0,8мкм. Желатин состоит из легких элементов Н, С, N, О. Удельный вес эмульсий всех типов ~3,8г/см³. Так как желатин гигроскопичен, удельный вес и состав эмульсии зависят от

влажности. Поэтому рекомендуется хранить эмульсию в помещении с относительной влажностью 60 %. При высыхании эмульсия становится хрупкой и может отстать от стеклянной подложки. Коэффициент усадки эмульсии также зависит от ее влажности и только при правильном хранении сохраняет свою среднюю величину, равную приблизительно 2 – 2,5.

Только под микроскопом можно наблюдать следы отдельных частиц.

Наиболее употребительны эмульсии Научно-исследовательского кинофотоинститута (НИКФИ) и эмульсии английской фирмы Ильффорд. Существуют специализированные типы эмульсий, позволяющих регистрировать любые следы, начиная от осколков деления тяжелых элементов до релятивистских электронов, обладающих минимальной ионизирующей способностью.

Фотопластинки чаще всего изготавливают с толщиной эмульсии 100—200мкм. Высокочувствительные пластинки, как правило, изготавливают с толщиной эмульсии 400 и 600мкм. Концентрация AgBr в эмульсиях НИКФИ и фирмы Ильффорд одинакова и равна 83% полного веса. Диаметр зерен бромистого серебра равен ~0,3мкм, диаметр проявленных зерен — 0,3—0,8мкм. Желатин состоит из легких элементов Н, С, N, О. Удельный вес эмульсий всех типов ~3,8г/см³. Так как желатин гигроскопичен, удельный вес и состав эмульсии зависят от влажности. Поэтому рекомендуется хранить эмульсию в помещении с относительной влажностью 60%. При высыхании эмульсия становится хрупкой и может отстать от стеклянной подложки. Коэффициент усадки эмульсии также зависит от ее влажности и только при правильном хранении сохраняет свою среднюю величину, равную приблизительно 2 – 2,5.

Тираж 100экз.

Кафедра экспериментальной физики ОНУ имени И. И. Мечникова