

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В. Ф. УТКИНА

**А.Е. МАЛЮТИН, А.П. СОКОЛОВ,
А.Б. МАНОШКИН, А.В. НИКОЛАЕВ,
И.А. ХАРЛАНОВ**

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

*Рекомендовано научно-методическим советом
ФГБОУ ВО «Рязанский государственный
радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина»
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений очной и заочной форм
обучения всех технических специальностей
(уровень – бакалавриат, специалитет) и
направления 38.03.02 «Менеджмент» (уровень –
бакалавриат)*

Рязань 2025

УДК 530.1

Ядерная физика: учеб. пособие / А. Е. Малютин, А.П. Соколов, А. Б. Маношкин, А.В. Николаев, И.А. Харланов; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В. Ф. Уткина. Рязань, 2025. 80 с.

Рассмотрены основы теории ядерной физики и физики элементарных частиц, а также принципы работы детекторов радиоактивных излучений. Приведено описание четырех лабораторных работ, включающее описание экспериментальной установки, порядок выполнения и контрольные вопросы.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплины «Физика» и «Научные основы инновационных технологий».

Табл. 6. Ил. 24. Библиогр.: 9 назв.

Атомное ядро, радиоактивность, ядерные реакции, элементарные частицы, детекторы радиоактивных излучений

Печатается по решению научно-методического совета Рязанского государственного радиотехнического университета имени В. Ф. Уткина.

Рецензенты:

А. А. Трубицын – д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор кафедры промышленной электроники ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет имени В.Ф. Уткина»;

Т. Г. Авачева – канд. физ.-мат. наук, доцент, заведующая кафедрой математики, физики и медицинской информатики ФГБОУ ВО «Рязанский государственный медицинский университет имени академика И.П. Павлова» Министерства здравоохранения Российской Федерации.

Малютин Александр Евгеньевич
Соколов Александр Павлович
Маношкин Алексей Борисович
Николаев Артем Владимирович
Харланов Игорь Алексеевич

Ядерная физика

Редактор М. Е. Цветкова
Корректор С. В. Макушина
Подписано в печать 15.08.25.

Усл. печ. л. 5,0. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный
радиотехнический университет
им. В. Ф. Уткина, 2025

1. Основы ядерной физики

1.1. Строение атомного ядра и его основные свойства

В опыте Резерфорда было доказано существование ядра атома – компактной положительно заряженной области, в которой сосредоточена практически вся масса атома. Ядро атома химического элемента, таким образом, должно характеризоваться массой и зарядом.

Заряд ядра в соответствии с опытом Резерфорда равен Ze , где Z – порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева. В отношении массы ядра ситуация более сложная. В 1907-1908 гг. было обнаружено, что атомы урана Ur , а также тория Th имеют неодинаковую массу. По предложению Фредерика Содди в 1910 г. такие атомы, одинаковые по химическим свойствам, но различные по массе, получили название «изотопы». В период с 1910 по 1919 год методом масс-спектрометрии Фрэнсис Астон открыл 212 изотопов различных химических элементов и сформулировал правило целых чисел: отношение массы любого изотопа к массе самого легкого изотопа водорода – протия – выражается целым числом. Хотя последующие более точные измерения показали наличие отклонений от правила целых чисел, это позволило установить две основные характеристики ядра – зарядовое число Z и массовое число A . Ядро химического элемента обозначается как ${}_Z^A X$, где X – символ химического элемента.

В 1919 г. Резерфорд установил, что ядро протия представляет собой элементарную частицу – протон, и предложил протонно-электронную модель ядра. Однако в 1930 г. В. А. Амбарцумян и Д. Д. Иваненко показали противоречия этой модели (несоответствие с экспериментальными значениями магнитных моментов, противоречия с принципом неопределенности и др.) и предположили, что в состав ядра должны входить нейтральные частицы с массой, близкой к массе протона. В 1932 г. такая частица была открыта Джеймсом Чедвиком и получила название «нейтрон». В том же году Д. Д. Иваненко и, независимо от него, В. Гейзенбергом была разработана **протонно-нейтронная модель ядра**.

Протон (p) – стабильная положительно заряженная частица с зарядом $+e$ и массой $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,0073 \text{ а.е.м.}$ Масса протона превышает массу электрона в 1836 раз, а его энергия покоя равна 938,28 МэВ.

Нейтрон (n) – электрически нейтральная частица массой $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,0087 \text{ а.е.м.}$ Масса нейтрона превышает массу электрона в 1839 раз, а его энергия покоя равна 939,55 МэВ.

Нейтрон стабилен только в составе ядра. В свободном состоянии нейтрон самопроизвольно распадается с образованием протона. Среднее время жизни свободного нейтрона составляет около 15 минут. В то же время в некоторых условиях протон также может распадаться с образованием нейтрона. В этом отношении частицы равноправны. Это позволяет рассматривать обе частицы – протон и нейтрон – как различные зарядовые состояния одной частицы – **нуклона**.

В протонно-нейтронной модели зарядовое и массовое числа получают простое толкование. Массовое число A представляет собой общее число нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Количество протонов определяется зарядовым числом Z , а количество нейтронов $N = A - Z$.

Ядро атома ${}_Z^A X$, состоящее из строго определенного числа протонов и нейтронов, называется **нуклид**. Нуклиды с одинаковым числом протонов Z называются **изотопами**. Большинство химических элементов имеет несколько изотопов, например обычный водород – протий ${}_1^1 H$, тяжелый водород – дейтерий ${}_1^2 H$, сверхтяжелый водород – тритий ${}_1^3 H$. Ядра дейтерия и трития часто называют дейтрон (d) и тритон (t). Нуклиды с одинаковым числом нейтронов N называют **изотонами**, например ${}_6^{13} C$ и ${}_7^{14} N$. Нуклиды с одинаковым числом нуклонов A называют **изобарами**, например ${}_{18}^{40} Ar$ и ${}_{20}^{40} Ca$. Существуют также радиоактивные нуклиды с одинаковыми Z и N , но имеющие различный период полураспада. Такие нуклиды называются **изомерами**. Например, один изомер ${}_{35}^{80} Br$ имеет период полураспада 18 мин, а другой – 4,4 часа.

Размеры ядра могут быть оценены на основании данных по рассеянию быстрых нейтронов. В первом приближении ядро можно считать шаром, радиус которого довольно точно описывается эмпирической формулой:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (1.1)$$

где $R_0 = (1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-15}$ м. Однако необходимо учитывать, что вследствие принципа неопределенности ядро не имеет четкой границы. Объем ядра пропорционален массовому числу A :

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \sim A. \quad (1.2)$$

Таким образом, плотность вещества во всех ядрах оказывается примерно постоянной:

$$\rho = \frac{M}{V} \approx \frac{m_n A}{\frac{4}{3} \pi R_0^3 A} = \frac{3m_n}{4\pi R_0^3} = 1,3 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}. \quad (1.3)$$

Спин ядра определяется спинами входящих в него нуклонов. Протон и нейтрон являются фермионами и имеют спин $\hbar / 2$. Ядро атома имеет собственный момент импульса, равный

$$L = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (1.4)$$

где I – ядерное спиновое квантовое число, которое может принимать целочисленные и полуцелые значения $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$ и т.д. Ядра с четным A являются бозонами и подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна. Ядра с нечетным A являются фермионами и подчиняются статистике Ферми – Дирака.

Ядерные частицы имеют собственные магнитные моменты, которыми определяется собственный магнитный момент ядра. Единицей магнитных моментов служит ядерный магнетон:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p}. \quad (1.5)$$

Ядерный магнетон в 1836 меньше магнетона Бора, и, следовательно, магнитные свойства атома определяются магнитными свойствами электронов. Магнитный момент протона равен $2,79\mu_{\text{я}}$, а магнитный момент нейтрона равен $-1,91\mu_{\text{я}}$ (знак минус означает, что он направлен противоположно спину). Между спином ядра и его магнитным моментом существует соотношение:

$$p_{\text{мЯ}} = \gamma_{\text{я}} L_{\text{я}}, \quad (1.6)$$

где $\gamma_{\text{я}}$ – ядерное гиромагнитное отношение.

1.2. Энергия связи, ядерные силы и модели ядра

Точные масс-спектрометрические измерения масс различных нуклидов показали, что масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов. Уменьшение массы ядра при его образовании называется **дефектом массы**. Если ядро массой $m_{\text{я}}$ состоит из Z протонов массой m_p и $N = A - Z$ нейтронов массой m_n , то дефект массы составит

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}. \quad (1.7)$$

Соотношение (1.7) не нарушится, если вместо массы протона взять массу атома водорода m_H , а вместо массы ядра – массу нейтрального атома $m_{\text{ат}}$:

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - m_{\text{ат}}. \quad (1.8)$$

Уменьшение массы ядра объясняется выделением энергии при его образовании. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на составляющие требуется затратить такое же количество энергии. Эта энергия называется энергией связи:

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2 = c^2 \{ [Zm_H + (A - Z)m_n] - m_{\text{ат}} \}. \quad (1.9)$$

Одной атомной единице массы (1 а.е.м.) соответствует энергия, равная 931,5 МэВ. Используя эти величины, энергию связи можно записать в виде:

$$E_{\text{св}} [\text{МэВ}] = 8,07A - 0,78Z - \Delta_{\text{ат}}. \quad (1.10)$$

Величина $\Delta_{\text{ат}} = c^2 (m_{\text{ат}} - A)$ определяется отличием массы атома в а.е.м. от массового числа. Для $^{12}_6\text{C}$ она равна нулю по определению атомной единицы массы. Для других нуклидов $\Delta_{\text{ат}}$ может быть как положительной, так и отрицательной и по модулю составляет от долей МэВ для малых A и десятки МэВ для $A > 100$. Таким образом, энергия связи в целом пропорциональна числу нуклонов в ядре A .

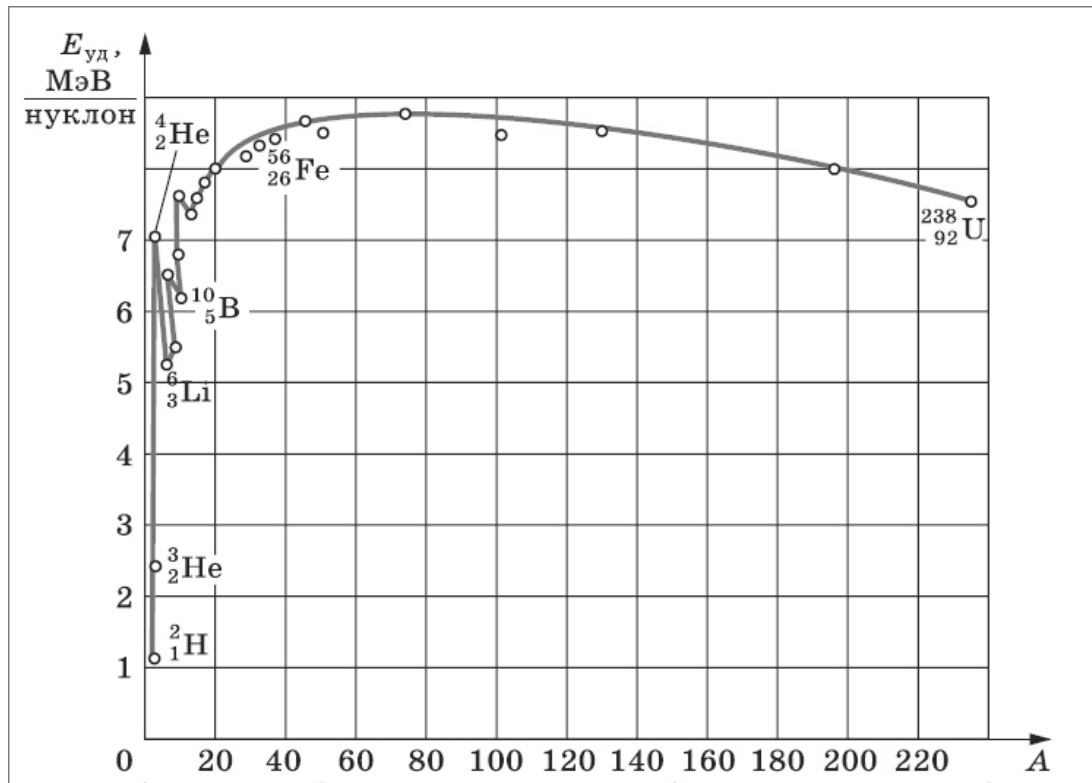


Рис. 1.1

В связи с этим для анализа устойчивости ядер удобно пользоваться удельной энергией связи, то есть энергией связи, приходящейся на один нуклон $E_{уд} = E_{св} / A$. Наибольшая удельная энергия связи (рис. 1.1) наблюдается у ядер средней части таблицы Менделеева ($28 < A < 138$) и достигает 8,7 МэВ. В конце таблицы Менделеева нуклоны связаны слабее (например, для урана 7,6 МэВ). На графике наблюдаются резкие пики удельной энергии связи. В четно-четных ядрах (${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$) связь нуклонов более сильная, а в нечетно-нечетных (${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$) нуклоны связаны слабее.

Данные об удельной энергии связи позволили установить некоторые закономерности строения ядер. Критерием устойчивости атомных ядер является соотношение между числом протонов Z и числом нейтронов N в наиболее устойчивом ядре из всех возможных изобар. Наиболее устойчивыми будут нуклиды с зарядовым числом, равным

$$Z_{уст} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (1.11)$$

При малых и средних значениях A число протонов и нейтронов в устойчивом ядре примерно одинаково $Z \approx N$. С ростом Z силы кулоновского отталкивания растут пропорционально $Z(Z-1) \approx Z^2$, и для компенсации

этого отталкивания ядерным притяжением нуклонов число нейтронов должно расти быстрее числа протонов.

Притяжение нуклонов в ядре, удерживающее их вместе, несмотря на кулоновское отталкивание протонов, свидетельствует о существовании особых **ядерных сил**, не сводящихся к гравитационному и электромагнитному взаимодействию. Огромная величина энергии связи нуклонов в ядре указывает на то, что ядерные силы в сотни раз превышают электромагнитные. Это взаимодействие получило название **сильного взаимодействия**.

Ядерные силы обладают рядом характерных особенностей, существенно отличающих их от электромагнитных и гравитационных сил.

1. Ядерные силы являются короткодействующими. Их радиус действия имеет порядок 10^{-15} м.

2. Они являются зарядонезависимыми. Ядерные силы, действующие между двумя протонами, протоном и нейтроном и двумя нейтронами, имеют одинаковую величину.

3. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов. Например, нейтрон и протон удерживаются вместе, образуя ядро тяжелого водорода только в том случае, если их спины параллельны друг другу.

4. Ядерные силы не являются центральными. Их нельзя представить направленными вдоль прямой, проходящей через центры нуклонов.

5. Ядерные силы обладают свойством насыщения. Это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом нуклонов.

Согласно современным представлениям квантовой теории поля все виды взаимодействия осуществляются с помощью обмена виртуальными частицами. При этом радиус взаимодействия имеет величину порядка комптоновской длины волны виртуальной частицы $R_{\text{взаим}} = h / mc$, где m – масса ее покоя. Например, фотон – квант электромагнитного поля – является безмассовой частицей, поэтому радиус его взаимодействия не ограничен. Так как ядерные силы являются короткодействующими, то в отличие от фотонов виртуальные частицы ядерных сил имеют массу покоя.

Эти частицы – **π -мезоны (пионы)** – предсказаны в 1935 г. Хидеки Юкавой и обнаружены в 1947 г. Существуют положительный (π^+), отрицательный (π^-) и нейтральный (π^0) мезоны. Заряд π^+ и π^- мезонов равен элементарному заряду e . Масса заряженных пионов одинакова и равна $273m_e$, масса π^0 мезона равна $264m_e$. Спин как заряженных мезонов, так и

нейтрального мезона равен нулю. Все три частицы нестабильны: время жизни: π^+ и π^- мезонов составляет $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, π^0 мезона – $8,2 \cdot 10^{-17}$ с.

В связи со сложным характером ядерных сил и трудностью точного решения уравнений движения нуклонов в ядре прибегают к упрощенным моделям ядра, которые довольно хорошо описывают только определенные свойства ядра и допускают более-менее простую математическую трактовку. Модели ядра можно разделить на несколько групп:

- коллективные, описывающие коррелированное поведение всех нуклонов ядра;
- одночастичные, описывающие независимое движение нуклонов в усредненном поле ядра;
- обобщенные – более сложные модели, сочетающие оба подхода.

Исторически первой и простейшей коллективной моделью ядра является **капельная модель ядра**, предложенная в 1936 г. Н. Бором и Я.М. Френкелем. Модель основана на аналогии поведения нуклонов в ядре и молекул в капле жидкости: короткодействующие силы со свойственным им насыщением и пропорциональность объема числу частиц, то есть постоянная плотность. Существенное отличие состоит в том, что «ядерная жидкость» является заряженной и подчиняется законам квантовой механики. Капельная модель хорошо подходит для описания тяжелых ядер и позволила объяснить механизм их деления. Также эта модель позволила вывести полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра – формулу Вайцеккера:

$$E_{св} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 (A - 2Z)^2 A^{-1} - a_4 Z^2 A^{-1/3} \pm a_5 A^{-3/4}. \quad (1.12)$$

Из одночастичных моделей наиболее значимой является **оболочечная модель ядра**, предложенная в 1950 г. М. Гёпперт-Майер и Й.Х. Йенсеном. В соответствии с этой моделью нуклоны в ядре распределены по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым согласно принципу Паули (см. рис. 1.2). Оболочечная модель позволила объяснить:

- спины и магнитные моменты ядер;
- периодичность свойств ядер;

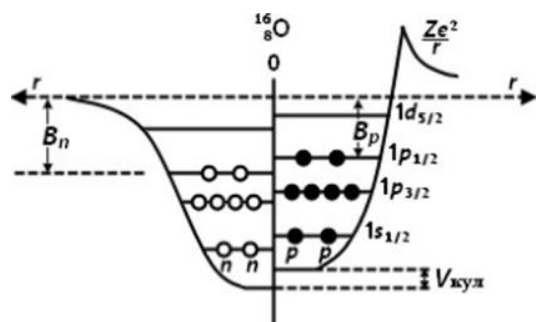


Рис. 1.2

– особую устойчивость ядер, у которых число протонов или нейтронов является «магическим» (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 и 152) – это ядра с полностью заполненными оболочками. Наиболее устойчивые ядра – «дважды магические» – ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

1.3. Радиоактивность

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента (**радионуклидов**) в изотопы другого химического элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц. Ядро исходного химического элемента называется **материнским**, а образовавшееся ядро – **дочерним**.

Различаются **естественная** и **искусственная** радиоактивности. Первая наблюдается у радионуклидов, существующих в природных условиях, вторая – у радионуклидов, полученных искусственно посредством ядерных реакций в лабораторных условиях, если такой нуклид существует более 10^{-12} с. Однако принципиальные различия между ними отсутствуют. И в том, и в другом случае радиоактивные превращения подчиняются одним и тем же закономерностям.

К основным видам радиоактивных превращений относятся:

- альфа-распад, сопровождающийся вылетом α -частицы (ядра атома ${}^4_2\text{He}$) и уменьшением зарядового числа на две единицы;
- бета-распад, сопровождающийся либо вылетом электрона (β^- -распад) или позитрона (β^+ -распад), либо захватом электрона и изменением зарядового числа на ± 1 ;
- протонный распад, сопровождающийся вылетом протона и уменьшением зарядового числа на единицу;
- спонтанное деление – самопроизвольный распад ядра на два осколка, имеющих приблизительно одинаковые массы.

Для того чтобы такие превращения были самопроизвольны, они должны быть энергетически выгодными, то есть масса образовавшихся продуктов распада (дочернего ядра и испускаемых частиц) должна быть меньше массы материнского ядра:

$$\Delta m_{\Sigma} = m_{\text{м}} - (m_{\text{д}} + \sum m_i) > 0. \quad (1.13)$$

В соответствии с законом сохранения энергии уменьшение массы приводит к тому, что энергия $E = c^2 \Delta m_\Sigma$ выделяется в виде кинетической энергии продуктов распада. Помимо закона сохранения энергии, в радиоактивном распаде должны выполняться законы сохранения импульса, момента импульса и др.

Все виды радиоактивных превращений обычно также сопровождаются гамма-излучением. **Гамма-излучение** – это поток коротковолнового электромагнитного излучения с длиной волны, не превышающей 0,1 нм, и ярко выраженными корпускулярными свойствами. Оно имеет дискретный спектр, что является подтверждением наличия у ядра дискретных энергетических состояний, описываемых оболочечной моделью. Гамма-излучение испускается дочерними ядрами, которые могут образовываться в возбужденном состоянии. При переходе ядра из возбужденного состояния в основное испускается гамма-квант с энергией, равной разности энергий начального и конечного состояний.

Радиоактивный распад является статистическим явлением. Предсказать, в какой момент времени распадется конкретное ядро, не представляется возможным. Выявляемые в радиоактивном распаде закономерности носят вероятностный характер и выполняются тем точнее, чем больше число радиоактивных ядер.

Так как ядра распадаются независимо друг от друга, количество ядер, распавшихся за промежуток времени от t до $t+dt$, пропорционально как величине промежутка dt , так и количеству радиоактивных ядер N :

$$dN = -\lambda N dt. \quad (1.14)$$

Коэффициент пропорциональности λ называется **постоянной распада**, а знак минус учитывает, что при распаде количество материнских ядер уменьшается. Разделяя переменные и интегрируя дифференциальное уравнение, получаем **закон радиоактивного распада**:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.15)$$

где N_0 – начальное количество радиоактивных ядер, а $N(t)$ – количество ядер, не распавшихся в момент времени t .

Суммарная продолжительность жизни ядер, распавшихся за промежуток времени от t до $t+dt$, составит $t |dN| = t \lambda N dt$. Проинтегрировав это

выражение по времени от нуля до бесконечности и разделив на начальное число ядер, получим **среднее время жизни** радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.16)$$

Характеристикой устойчивости радионуклида является **период полураспада** T – промежуток времени, в течение которого начальное количество ядер данного радионуклида уменьшается вдвое:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2. \quad (1.17)$$

Активностью радиоактивного препарата называется число распадов, происходящих в радиоактивном источнике в единицу времени:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (1.18)$$

Единицей активности является **беккерель (Бк)**, равный одному распаду в секунду. Широко применяется внесистемная единица **кюри (Ки)**, равная активности 1 г радия ($1 \text{ Ки} = 37 \text{ ГБк}$). Активность единицы массы радиоактивного препарата $a = A / m$ называется **удельной активностью**.

Возникающие в результате распада радионуклида дочерние ядра, в свою очередь, могут быть радиоактивными. Это приводит к возникновению цепочки радиоактивных превращений – **радиоактивные ряды (семейства)**. Радиоактивные ряды начинаются с радионуклидов с большим периодом полураспада и заканчиваются стабильными нуклидами. Известно четыре радиоактивных ряда: ряд тория, который начинается с ^{232}Th , ряд нептуния – с ^{237}Np , ряд урана – с ^{238}U и ряд актиния-урана – с ^{235}U (см. рис. 1.3). В этих рядах устанавливается состояние **радиоактивного (векового) равновесия**, в котором между количеством ядер радионуклидов имеется простое соотношение:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (1.19)$$

В этом случае активность всех компонентов ряда одинакова, и количество ядер каждого нуклида, за исключением начального и конечного, не изменяется.

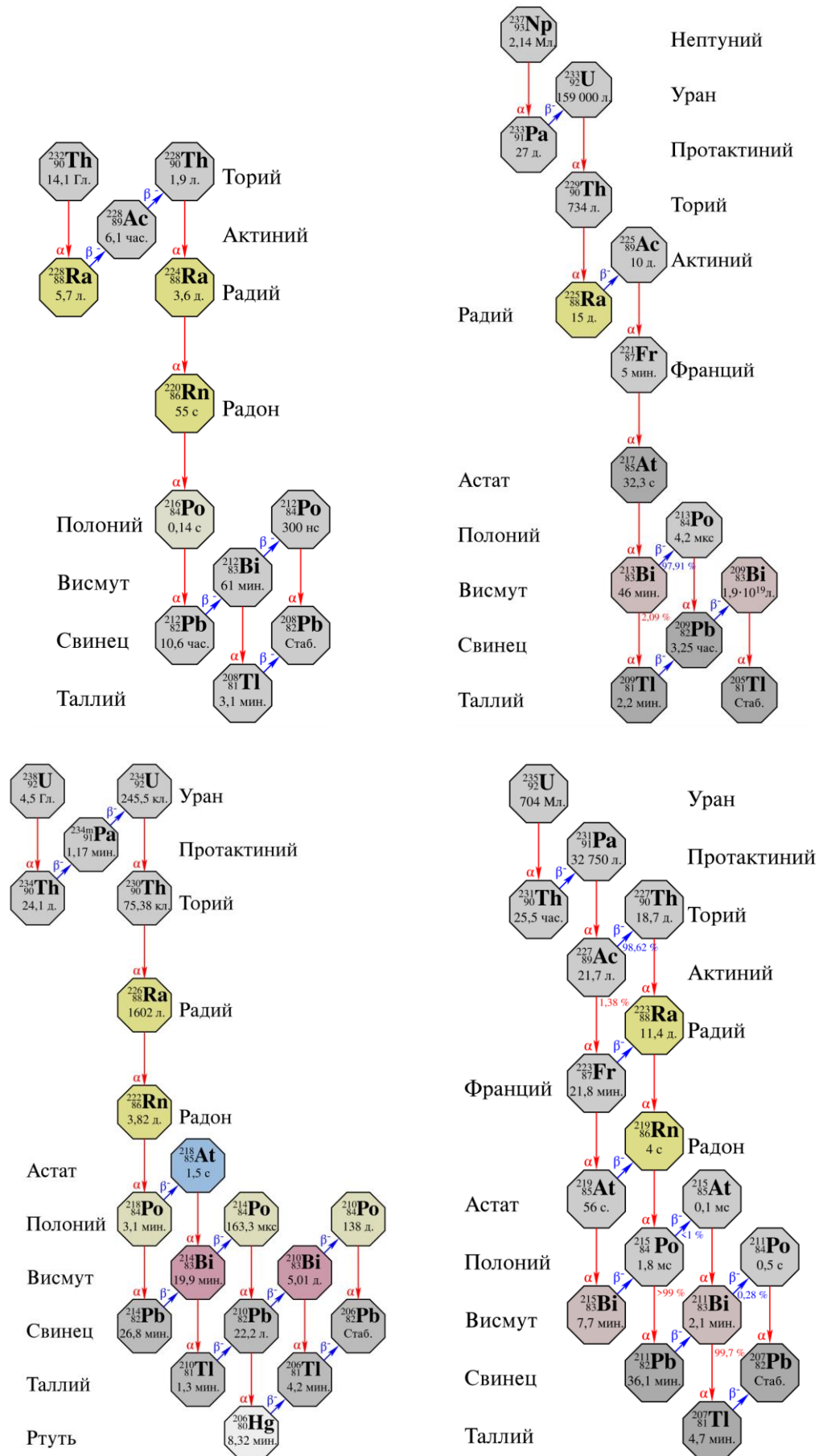


Рис. 1.3

1.4. Закономерности альфа- и бета-распадов

Альфа- и бета-распады являются основными видами радиоактивных превращений и наблюдаются как при естественной, так и при искусственной радиоактивности. Рассмотрим подробнее их характерные особенности.

Альфа-распад, состоящий в испускании ядрами радионуклидов α -частиц, характерен только для тяжелых ядер. Уравнение альфа-распада имеет вид:



где X – символ материнского ядра, а Y – дочернего.

В соответствии с законом сохранения импульса энергия, выделяющаяся в результате альфа-распада, делится между α -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам. Кинетическая энергия α -частиц имеет величину порядка нескольких МэВ. При движении α -частицы через среду она расходует энергию на образование ионов на своем пути. Максимальный пробег α -частиц в воздухе в нормальных условиях составляет порядка нескольких сантиметров. На основании эмпирического закона Гейгера – Нэттола по максимальному пробегу α -частиц R можно определить постоянную распада:

$$\lambda = A + B \ln R, \quad (1.21)$$

где A и B – эмпирические постоянные.

Обычно радиоактивный препарат испускает несколько моноэнергетических групп α -частиц. Это объясняется тем,

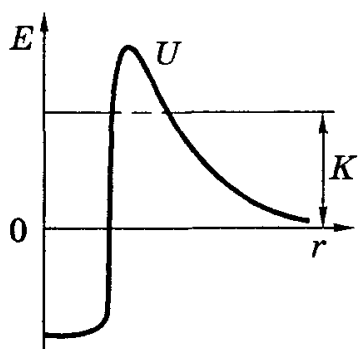


Рис. 1.4

что дочернее ядро может образоваться как в основном состоянии, так и в возбужденном. В последнем случае энергия α -частицы будет меньше, а процесс распада будет сопровождаться гамма-излучением. Общая энергия всех продуктов распада, включая гамма-квант, в обоих случаях будет одинакова.

Основы квантово-механической теории альфа-распада были заложены в 1927 г. Г.А. Гамовым. Ядро является для α -частицы потенциальной ямой, окруженной потенциальным барьером (см. рис. 1.4). Внутренняя часть этого барьера образована ядерным притяжением, внешняя – кулоновским отталкиванием. Высота потенциального

барьера U значительно превышает энергию α -частицы K . Поэтому испускание ядром α -частицы возможно только благодаря туннельному эффекту. Прозрачность потенциального барьера D сильно зависит от энергии α -частицы K :

$$D = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m_{\alpha}(U(r) - K)} dx \right). \quad (1.22)$$

Этим объясняются большие различия в периодах полураспада альфа-активных радионуклидов – от 10^9 лет до 10^{-7} с – при сравнительно небольшой энергии возрастания энергии α -частиц – от 4 до 9 МэВ.

Постоянная распада $\lambda = nD$, где n – частота ударов α -частицы о потенциальный барьер, которая, в свою очередь, зависит от кинетической энергии и формы барьера. Основываясь на указанных положениях, можно теоретически вывести эмпирический закон Гейгера – Нэттола (1.21).

Следует отметить, радионуклиды могут испускать и более тяжелые частицы, чем ядра гелия, например ядра ${}^{14}_6\text{C}$ или ${}^{24}_{10}\text{Ne}$. Однако вероятность туннелирования таких массивных частиц невелика, и такой вид радиоактивности, называемый кластерным распадом, удалось обнаружить только в самом конце 20 века.

Бета-распад состоит в превращении ядра радионуклида в ядро-изобар с таким же массовым числом и зарядовым числом, отличающимся на ± 1 . В этом процессе происходит взаимопревращение нуклонов: нейтрона в протон или протона в нейтрон. Таким образом, бета-распад является не внутриядерным, а внутринуклонным процессом, обусловленным слабым взаимодействием нуклонов. Бета-распаду подвержены нуклиды практически всех химических элементов. Чем сильнее соотношение протонов и нейтронов в ядре отличается от заданного формулой (1.11), тем больше склонность нуклида к проявлению бета-активности и меньше период полураспада.

Существует три вида бета-распадов: электронный и позитронный бета-распады, сопровождаемые испусканием β -частиц (электроны и позитронов), и электронный захват.

Электронный бета-распад (β^- -распад) происходит как у естественных, так и искусственных радионуклидов, ядра которых перегружены

нейтронами. В этом случае энергетически выгодным является самопроизвольное превращение одного из нейтронов ядра в протон по схеме:



При этом образуются электрон ${}^0_{-1}e$ и электронное антинейтрино ${}^0_0\tilde{\nu}_e$. Все виды нейтрино являются нейтральными, обладают чрезвычайно малой массой и практически не взаимодействуют с веществом, поэтому их сложно обнаружить. На их появление в бета-распаде указывают два факта.

Во-первых, электроны, образующиеся при бета-распаде, имеют широкий спектр энергий от нуля до максимального значения E_{\max} , которое определяется разностью масс материнского ядра и продуктов распада (см. рис. 1.5). Следовательно, распады, при которых энергия электрона E меньше E_{\max} , протекают с кажущимся нарушением закона сохранения энергии. Чтобы объяснить исчезновение энергии, Паули высказал в 1932 г. предположение, что при бета-распаде вместе с электроном испускается еще одна частица, которая уносит с собой энергию.

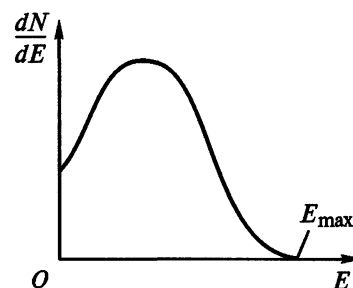


Рис. 1.5

Во-вторых, спин нейтрона, протона и электрона одинаков и равен $\frac{1}{2}$. Если в схеме распада убрать антинейтрино, то суммарный спин возникающих частиц будет отличаться от спина исходной частицы. Таким образом, участие в бета-распаде еще одной частицы диктуется законом сохранения момента импульса, причем этой частице необходимо приписать спин, равный $\frac{1}{2}$.

Экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено только в 1956 г.

Позитронный бета-распад (β^+ -распад) характерен только для искусственной радиоактивности. Он происходит в нейтронодефицитных ядрах, получаемых в ядерных реакциях. При β^+ -распаде протон превращается в нейтрон с образованием позитрона (античастица электрона) и электронного нейтрино:



Для свободного протона такой процесс невозможен по энергетическим соображениям, так как масса протона меньше массы нейтрона. Одна-

ко протон в ядре может заимствовать требуемую энергию от других нуклонов, входящих в состав ядра.

Электронный захват заключается в том, что ядро поглощает электрон из внутренней электронной оболочки (обычно из K -, реже из L - или M -оболочек) своего атома, в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино:

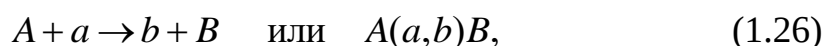


Место в электронной оболочке, освобожденное захваченным электроном, заполняется электронами из вышележащих слоев, в результате чего возникает характеристическое рентгеновское излучение. Именно этим путем электронный захват и был открыт Л. Альваресом в 1937 г.

1.5. Ядерные реакции

Ядерная реакция – это процесс превращения атомного ядра при его взаимодействии с элементарной частицей или другим ядром. Изучение ядерных реакций дает основную научную информацию о структуре и свойствах атомных ядер. В прикладном отношении ядерные реакции служат для получения искусственных радиоактивных изотопов, а также используются в качестве источников получения ядерной энергии.

Для описания ядерной реакции применяют символическую запись:



где A и B – исходное и конечное ядра; a – частица, инициирующая реакцию; b – частица, образующаяся в результате реакции. В качестве частиц a и b чаще всего фигурируют нейтрон (n), протон (p), дейтрон (d), α -частица и γ -квант. Для описания реакций, происходящих с различными ядрами по определенной схеме, применяется запись (a,b) . Если в результате реакции образуется несколько частиц, то все они указываются в скобках после запятой: $(a,bc\dots)$. Если конечная частица совпадает с начальной, то такой процесс называется рассеянием (a,a) .

Ядерная реакция часто может идти несколькими способами, например, при бомбардировке ядра протоном он может либо рассеяться (p,p) , либо выбить нейтрон (p, pn) , либо поглотиться (p,γ) и т.д.. Возможные схемы протекания реакции называются ее **каналами**, причем различным

каналам соответствуют различные вероятности. Вероятность взаимодействия принято характеризовать **эффективным сечением**:

$$\sigma = \frac{dN}{nNdx}, \quad (1.27)$$

где N – число частиц, падающих по нормали за единицу времени на единицу площади поверхности вещества, имеющего концентрацию ядер n ; dN – число этих частиц, вступающих в реакцию в слое толщиной dx . Эффективное сечение ядерной реакции, имеющее размерность площади, измеряют в **барнах** (1 барн = 10^{-28} м²).

В ядерных реакциях выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, массового и зарядового чисел. Ядерные реакции могут сопровождаться как выделением, так и поглощением энергии. **Энергия реакции Q** определяется изменением общей массы ядер и частиц, участвующих в реакции:

$$Q = c^2 [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]. \quad (1.28)$$

Если $Q > 0$, то реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической, а если $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется эндотермической. Эндотермические реакции обладают порогом – минимальной кинетической энергией относительного движения сталкивающихся частиц, начиная с которой, становится возможным протекание ядерной реакции.

Ядерные реакции классифицируются по различным признакам:

1) по роду вызывающих их частиц – реакции под действием нейтронов, реакции под действием заряженных частиц (протонов, дейтронов и др.), реакции под действием γ -квантов;

2) по энергии вызывающих их частиц – реакции при малых энергиях (порядка эВ) происходят в основном с участием нейтронов, реакции при средних энергиях (до нескольких МэВ) вызываются также заряженными частицами и γ -квантами; реакции при высоких энергиях, вызываемые тяжелыми ионами, приводят к рождению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц (мезонов, гиперонов и др.);

3) по характеру ядерных превращений – прямые ядерные реакции, реакции с составным ядром, реакции захвата (при которых составное ядро не испускает никаких частиц), реакции деления, реакции синтеза.

Если ядерная реакция протекает быстро, т. е. за время порядка 10^{-21} с, сравнимое с временем пролета частицей ядра, то такая реакция называется **прямой ядерной реакцией**. К прямым реакциям относятся, например, реакции срыва (d, p), (d, n) и обратные им реакции подхвата (p, d), (n, d). В реакции срыва один из нуклонов дейтрона при пролете его вблизи ядра срывается ядром и застревает в нем. В реакции подхвата один из нуклонов ядра подхватывается налетающим нуклоном и вылетает вместе с ним из ядра в виде дейтрона.

Существуют, однако, ядерные реакции, которые протекают за время, значительно превышающее время пролета ядра. В этом случае реакция проходит через стадию **составного ядра (компаунд-ядра)**. Механизм осуществления такой ядерной реакции предсказал в 1936 г. Н. Бор. Ядерная реакция такого типа



протекает в два этапа.

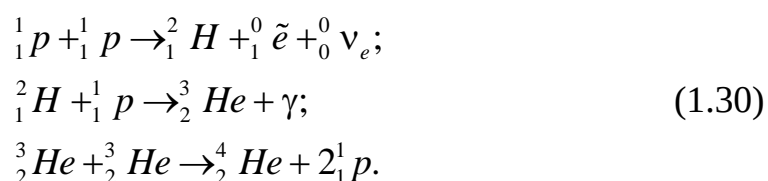
На первом этапе в результате захвата частицы a образуется составное ядро Π . Составное ядро существует значительный с точки зрения ядерных масштабов промежуток времени ($10^{-12} - 10^{-16}$ с). За это время энергия налетающей частицы перераспределяется между всеми нуклонами возбужденного составного ядра, и оно «забывает» начальное состояние. За счет флуктуации часть этой энергии может сконцентрироваться на одном или нескольких нуклонах этого ядра. Поэтому на втором этапе реакции эти нуклоны в виде частицы b испускаются составным ядром.

Тяжелое составное ядро, возбужденное при захвате нейтрона, может разделиться на две приблизительно равные части – осколки деления. Эта реакция называется **реакцией деления тяжелых ядер**. Неустойчивости тяжелых ядер способствует большое количество в них протонов, испытывающих кулоновское отталкивание друг от друга. Тяжелые ядра способны к делению, если их параметр деления $Z^2/A \geq 17$. Это условие выполняется для всех ядер, начиная с серебра $^{108}_{47}\text{Ag}$.

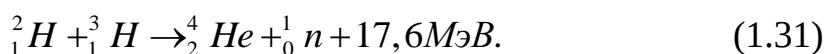
Осколки деления имеют избыток нейтронов, которые они испускают, переходя в более устойчивое состояние. Такие нейтроны, называемые нейтронами деления, сами могут вызывать реакции деления соседних ядер, что делает возможным осуществление **цепной реакции деления**. Важной

характеристикой такой реакции является коэффициент размножения нейтронов k , равный отношению количества нейтронов в двух последующих поколениях. При $k > 1$ происходит взрывная цепная реакция, при $k = 1$ – стационарная (управляемая). Причинами уменьшения коэффициента размножения являются наличие в среде неделящихся ядер, которые могут захватывать нейтроны, и выход нейтронов за пределы активной среды.

Реакции слияния легких ядер с образованием более тяжелого ядра называются **реакциями синтеза**. Ядра заряжены одноименным положительным зарядом, поэтому при их сближении необходимо преодолеть кулоновский потенциальный барьер высотой порядка 10 кэВ. Для преодоления такого высокого барьера ядрам следует сообщить достаточно высокую кинетическую энергию. Это можно сделать, разогрев смесь реагирующих ядер до температуры порядка десятков и даже сотен миллионов градусов. Именно поэтому такие ядерные реакции синтеза получили название термоядерных реакций. Термоядерные реакции являются источниками энергии звезд. Такие реакции протекают в виде различных циклов, например, протонно-протонный цикл приводит к формированию ${}^4_2\text{He}$ из четырех протонов:



Основой для управляемой термоядерной реакции является реакция синтеза в смеси дейтерия и трития:



Дейтерий является стабильным изотопом водорода, встречающимся в природе, а относительно короткоживущий тритий с периодом полураспада 12,3 года получают при облучении нейтронами лития:



Для практического осуществления реакции (1.31) необходимо, чтобы тритий-дейтериевая плазма была достаточно сильно нагрета, а также, чтобы концентрация частиц в ней n и время удержания плазмы τ удовлетворяли **критерию Лоусона**: $n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3$ при $T > 10^6 \text{ К}$.

2. Детекторы радиоактивных излучений

Детекторами называются приборы, служащие для регистрации частиц. Они разделяются на счетчики или электронные детекторы, вырабатывающие электрический импульс, когда в объем детектора попадает ионизирующая заряженная частица, и трековые детекторы, позволяющие не только зарегистрировать факт и момент прохождения заряженной частицы, но и оставить след (или трек) частицы, воспроизводящий ее траекторию. Это дает более полную информацию о движении частицы, процессах столкновения ее с другими частицами и пр. Созданы приборы с использованием электронных детекторов, позволяющие определять траектории большого числа заряженных частиц.

Незаряженные частицы сами ионизацию не производят. Но в этом случае ионизация, а с ней и соответствующие треки создаются вторичными заряженными частицами, возникающими при прохождении нейтральных частиц через вещество. Так действуют, например, γ -кванты, вырывающие электроны из атомов и молекул или стенок счетчика, а также нейтроны, вызывающие ядерные превращения с образованием заряженных частиц.

Счетчики регистрируют прохождение частицы через определенное место пространства с погрешностью до 1-0,1 см, а время прохождения — с погрешностью до 10^{-4} - 10^{-9} с. В некоторых счетчиках определяются и другие характеристики частицы: энергия, заряд, масса, скорость и пр.

К счетчикам относятся импульсные ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера, сцинтилляционные, черенковские и полупроводниковые счетчики.

В трековых детекторах след, оставленный заряженной частицей, тем или иным способом фиксируется. Относительно недавно единственным способом регистрации треков было их фотографирование, обычно в двух проекциях. Обработка таких фотографий — весьма трудоемкий процесс. Сейчас параметры трека непосредственно передаются на ЭВМ для последующей полной обработки. Это на несколько порядков сократило время обработки и увеличило объем материала, который можно обработать.

К трековым детекторам относятся камеры Вильсона, пузырьковые камеры, толстослойные фотоэмульсии, искровые и стримерные, пропорциональные и дрейфовые камеры.

Искровая и пропорциональная камеры действуют как совокупности большого числа мелких счетчиков. Эти камеры напоминают счетчики в том отношении, что информация в них выдается мгновенно, без последующей обработки. Но они напоминают и трековый детектор, так как по действию многих счетчиков можно установить и трек частицы.

Основные характеристики детекторов

1. Эффективность — отношение числа частиц, зарегистрированных детектором, к общему числу прошедших через него частиц (в долях от единицы или в процентах).
2. Пространственное разрешение — погрешность, с которой детектор может фиксировать положение частицы в пространстве.
3. Временное разрешение (разрешающее время) — минимальный промежуток времени между прохождением двух частиц через детектор, когда сигналы от них еще не накладываются друг на друга. При меньших временах получится наложение сигналов, и две частицы будут регистрироваться детектором как одна частица.
4. Время восстановления (мертвое время) — время, за которое детектор, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в исходное состояние, чтобы быть готовым для регистрации следующей частицы. Частицы, прошедшие через детектор за это время, не регистрируются. Время восстановления является мерой инерционности детектора. Оно ограничивает максимальную интенсивность пучка частиц, при которой частицы еще могут регистрироваться детектором.

2.1. Электронные детекторы

Ионизационные камеры. Наиболее обширную группу электронных детекторов составляют ионизационные детекторы, основанные на ионизации молекул и атомов, производимой первичными или вторичными заряженными частицами. Одним из старейших детекторов этой группы является ионизационная камера, применявшаяся еще в первых опытах Резерфорда. Ионизационная камера представляет собой электрический конденсатор (плоский, цилиндрический или сферический), заполненный газом, между электродами которого приложена разность потенциалов.

На рис. 2.1 приведена схема ионизационной камеры с цилиндрическим конденсатором. Ионизирующая частица, попадая в пространство между электродами, образует на своем пути электроны и ионы, которые перемещаются в электрическом поле и собираются на электродах. В цепи камеры появляется электрический ток, регистрируемый гальванометром G . Напряжение в камере подбирается таким (100 — 1000 В), чтобы все образовавшиеся ионы доходили до электродов, не успев рекомбинировать,

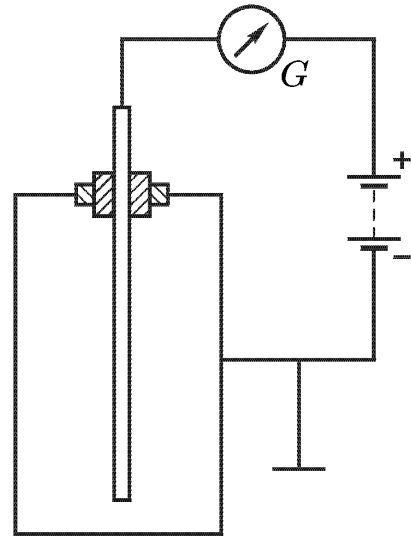


Рис. 2.1

но при этом не разгонялись бы настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию. Поэтому в камере измеряется полная ионизация, производимая частицей, если только ее пробег целиком уместится в камере. Полная же ионизация определяет энергию частицы. Ионизационные камеры обычных типов пригодны лишь для регистрации короткопробежных частиц, т. е. тяжелых нерелятивистских частиц, так как пробеги электронов и релятивистских частиц в камере не уместаются.

Ионизационные камеры бывают токовыми и импульсными. Токовые ионизационные камеры дают сведения об общем количестве ионов, образовавшихся в 1 с. Соответствующие токи обычно малы ($10^{-10} - 10^{-15}$ А) и требуют усиления для регистрации. В импульсных ионизационных камерах регистрируются и измеряются импульсы напряжения на высокоомном сопротивлении R , которое должно быть включено в цепь вместо гальванометра G . Это напряжение появляется при прохождении через R ионизационного тока, вызванного движением частицы. Амплитуда и длительность импульса зависят от времени релаксации $\tau = RC$, где C — емкость конденсатора. Время релаксации τ должно быть велико по сравнению с временем собирания образовавшихся электронов на электродах, иначе электронный импульс рассосется уже в момент его образования. Размеры ионизационных камер обычно порядка нескольких сантиметров. Скорость электронов при ионизации атома в тысячи раз превосходит скорость ионов. По этой причине электроны собираются на электродах примерно во столько же раз

быстрее, чем ионы. Подбором сопротивления R можно добиться того, чтобы импульсы ионизационной камеры соответствовали бы сбору только электронов, а не ионов. Таким путем удастся уменьшить длительность импульса до 1 мкс.

Ионизационные камеры применяются до сих пор, в частности в дозиметрии. Они просты, характеризуются высокой эффективностью регистрации, позволяют, как мы видели, оценивать энергию частицы и т. д. Однако амплитуда электрического сигнала в ионизационной камере мала, требует усиления и поэтому делает аппаратуру чувствительной к помехам и шумам.

Пропорциональные счетчики. Недостатки ионизационной камеры в значительной степени устранены в пропорциональном счетчике. Это разновидность газонаполненного счетчика, в котором обычно используются коаксиальные электроды: катодом служит цилиндр, а анодом — тонкая нить (толщиной 10-100 мкм), натянутая по оси цилиндра. Пропорциональный счетчик, как правило, наполняют инертным газом с небольшой примесью многоатомных газов. При попадании в счетчик ионизирующей частицы большая часть образовавшихся электронов дрейфует в электрическом поле к аноду без размножения. Но вблизи анода, на расстояниях, сравнимых с диаметром нити, электрическое поле E настолько велико, что электроны вызывают вторичную ударную ионизацию — возникает самостоятельный электрический разряд. В результате на анод приходит электронная лавина и в ряде случаев сигнал, порождаемый первичной частицей, получается достаточно сильным, так что для его регистрации не требуется усиления. В этом отношении пропорциональный счетчик отличается от ионизационной камеры. Отношение полного числа собранных электронов к их первоначальному числу называется коэффициентом газового усиления M . Этот коэффициент тем больше, чем больше отношение E/p (p — давление газа; в формировании импульса участвуют и ионы). При полном торможении частицы в пропорциональном счетчике сигнал, как и в ионизационной камере, пропорционален энергии частицы, затраченной на ионизацию. Дело в том, что вторичная ионизация, вызываемая электронами, происходит в очень малой области порядка 10^{-2} см вокруг нити. Объем этой области ничтожен по сравнению с полным объемом счетчика. Практически первичная ионизация всегда происходит вне этой области. Поэтому любой первич-

ный электрон вызывает вблизи нити электронную лавину одной и той же мощности. А так как число первичных электронов, возникающих при ионизации атомов, производимой частицей, пропорционально ее энергии, то отсюда и следует вывод, сформулированный выше. Этот вывод и дает основание называть счетчик пропорциональным.

Типичные характеристики пропорциональных счетчиков: коэффициент газового усиления $M \sim 10^3—10^4$, но иногда может достигать и 10^6 ; амплитуда импульса 10^{-2} В при электрической емкости самого счетчика около 20 пФ; развитие лавины происходит за время $10^{-9}—10^{-8}$ с, однако момент появления сигнала на выходе счетчика зависит от места прохождения ионизирующей частицы, т. е. от времени дрейфа первичных электронов до анода. Пропорциональные счетчики обладают практически стопроцентной эффективностью по отношению к заряженным частицам. Эти счетчики дешевы и просты в обращении.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации всех видов частиц: α -частиц, электронов, осколков деления, атомных ядер и пр., а также всех сильно взаимодействующих нейтральных частиц (по порождаемым ими заряженным частицам). Эти счетчики сыграли важную роль в развитии ядерной физики на начальном этапе, так как они были практически единственными электронными спектрометрическими детекторами.

Главным недостатком пропорциональных счетчиков является сильная зависимость амплитуды импульса от состава газовой смеси и приложенного напряжения, а также недостаточно высокое временное разрешение (порядка 10^{-7} с). При работе с полным импульсом разрешающее время определяется временем дрейфа положительных ионов к катоду. Это время по порядку величины равняется 10^{-4} с. Однако его можно значительно уменьшить, используя то обстоятельство, что скорость нарастания импульса наибольшая в первые моменты отхода ионов от нити. Это дает возможность работать на начальном участке импульса и достичь разрешающего времени $10^{-6}—10^{-8}$ с при не очень малом выходном импульсе (10^{-2} В).

Счетчики Гейгера. Если повышать напряжение на электродах пропорционального счетчика, то, начиная с некоторого напряжения, импульс становится не зависящим от энергии первичной частицы, так как прибор начинает работать в режиме самостоятельного разряда, но этот импульс возрастает с повышением напряжения. Такая область напряжений называ-

ется областью Гейгера. Прибор, работающий в указанном режиме, носит общее название счетчика Гейгера. В сущности, он представляет собой газоразрядный промежуток с сильно неоднородным полем. В первоначальных вариантах счетчика, разработанных самим Гейгером, сильно неоднородное электрическое поле возникало вблизи металлического острия, служившего анодом. В более поздних вариантах, предложенных совместно с Мюллером, анод был заменен тонкой проволоочкой, натянутой вдоль оси цилиндрического конденсатора. В этой конструкции прибор называют счетчиком Гейгера — Мюллера.

В счетчике Гейгера — Мюллера электроды заключены в герметический резервуар, наполненный газом при давлении 100—200 мм рт. ст. К электродам прикладывается напряжение в несколько сотен вольт. При попадании в счетчик ионизирующей частицы в газе возникают свободные электроны, которые начинают двигаться к нити-аноду. Так зарождается электронная лавина. Около анода, где напряженность электрического поля очень велика, электроны, образовавшиеся в результате первичной ионизации, ускоряются настолько, что сами начинают ионизовать газ, усиливая ранее образовавшуюся лавину. Вновь возникшие электроны сами могут набрать достаточную скорость, чтобы, в свою очередь, вызвать новую ионизацию и еще больше усилить лавину электронов. В результате возникает самостоятельный — коронный — разряд, распространяющийся вдоль нити. Разряд обрывается включением большого сопротивления $R \approx 10^8\text{--}10^9$ Ом (несамогасящийся счетчик, рис. 2.2) либо использованием в счетчике газовой смеси, состоящей из инертного газа с примесью небольшого коли-

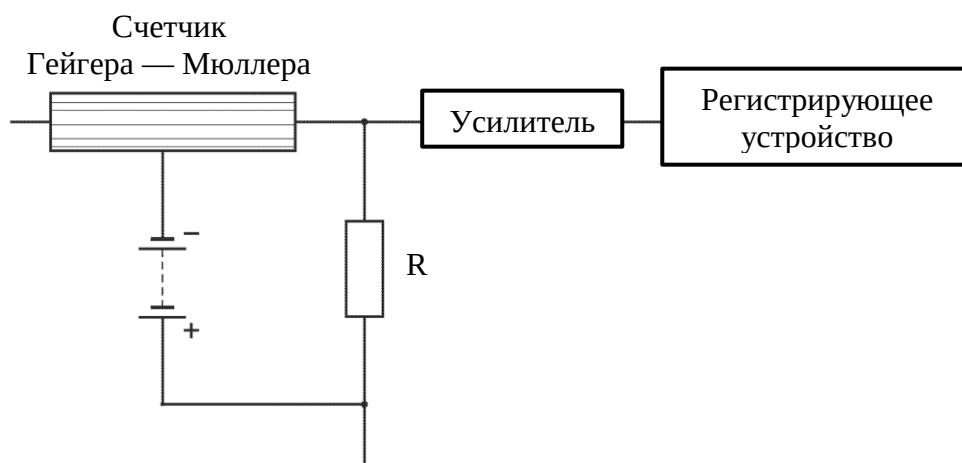


Рис. 2.2

чества паров спирта или другого многоатомного газа и галоидов (самогасящийся счетчик).

В последнем случае механизм гашения разряда заключается в следующем. В отсутствие паров спирта фотоны достаточной энергии могут выбивать электроны с катода, а они, направляясь к аноду, будут усиливать электронные лавины. Пары же спирта делают этот процесс невозможным, так как молекулы спирта сильно поглощают фотоны, возбуждаются и диссоциируют при этом, но практически не испускают электронов. Положительные ионы благородного газа (аргона), возникающие при первичной или последующей ионизации, направляются к катоду. Но на своем пути они сталкиваются с молекулами спирта и нейтрализуются, так как потенциал ионизации спирта ниже потенциала ионизации аргона, а потому при столкновении энергетически выгодно, чтобы электрон перешел от молекулы спирта к иону аргона. Возбужденные атомы аргона испускают фотоны, которые в отсутствие молекул спирта вызывают фотоэффект с поверхностей электродов счетчика, способствующих развитию разряда. Но молекулы спирта поглощают фотоны и при этом диссоциируют; фотоэффекта не происходит, и разряд обрывается.

Счетчики Гейгера – Мюллера характеризуются высокой эффективностью и большой амплитудой сигнала (2—40 В). Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера – Мюллера близка к 100 %.

Недостатки счетчиков Гейгера – Мюллера: невозможность измерять энергию частицы, невысокое временное разрешение (10^{-6} с), большое время восстановления их чувствительности (10^{-4} – 10^{-3} с). Последнее определяется временем дрейфа к катоду положительных ионов, возникающих при ионизации частиц газа.

Сцинтилляционные счетчики. Ионизационные газовые детекторы сыграли фундаментальную роль на раннем этапе развития ядерной физики. Они применялись для регистрации естественных радиоактивных излучений и космических лучей. Однако с появлением ускорителей, создающих интенсивные пучки заряженных частиц высоких энергий, ионизационные газовые детекторы оказались слишком медленными и были дополнены сцинтилляционными. Эти счетчики оказались удобными и при исследовании космических лучей.

Сцинтилляционный счетчик состоит из вещества, способного люминесцировать под действием заряженных частиц (сцинтиллятора), и фотумножителя (ФЭУ) — прибора в высшей степени чувствительного и быстродействующего. Заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, возбуждает атомы или молекулы. Возвращаясь в основное состояние, они испускают фотоны. Последние, попадая на катод ФЭУ, выбивают электроны, в результате чего на катоде возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется.

Благодаря высокой чувствительности и скорости действия сцинтилляционный метод детектирования получил широкое распространение. Высокая чувствительность достигается тем, что в ФЭУ устанавливается до 10—20 эмиттеров (динодов) из специально обработанного материала. В среднем каждый электрон, попадая на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С последнего динода усиленный поток электронов попадает на анод, создавая электрический импульс, регистрируемый радиотехническими методами. В результате достигаются большой коэффициент усиления ($10^6 - 10^8$), малое время восстановления (около 10^{-8} с) при высокой его стабильности, высокое временное разрешение (около 10^{-9} с). Замечательной особенностью ФЭУ является хорошо соблюдаемая линейность усиления. Вторая, не менее важная причина распространенности метода состоит в том, что в качестве сцинтилляторов стали использовать вещества, прозрачные по отношению к собственному излучению сцинтиллятора. Благодаря этому эффективным в детекторе становится весь объем сцинтиллятора, а не только его поверхностный слой.

Доля энергии регистрируемой частицы, которая превращается в световую энергию, называется конверсионной эффективностью η . Наибольшими значениями η обладают кристаллы NaI, активированные Tl, кристаллы антрацена и ZnS. Для этих сцинтилляторов длина волны в максимуме лежит в видимой области спектра вблизи его фиолетового конца. Интенсивность свечения после прохождения частицы изменяется во времени экспоненциально: $I = I_0 e^{-t/\tau}$, где τ — среднее время высвечивания, определяемое временем жизни молекул или атомов на возбужденных уровнях. Для большинства сцинтилляторов $\tau \approx 10^{-9} - 10^{-5}$ с. Чем меньше τ , тем более быстродействующим будет счетчик. Наименьшими временами τ обладают пластмассы, активированные терфенилом.

Использование прозрачных жидкостей в качестве сцинтиллирующих веществ открыло возможность применять сцинтилляторы громадных размеров. Изготовить сцинтиллятор таких размеров из кристалла затруднительно и даже невозможно, так как кристалл надо вырастить однородным. Например, Рейнес и Коуэн, которым в 1956 г. впервые удалось зарегистрировать взаимодействие антинейтрино с веществом, использовали сцинтиллятор, содержащий 5000 л воды с примесью люминесцирующего вещества и соли кадмия. Источником антинейтрино служил ядерный реактор. Сцинтиллятор был помещен глубоко под землей для максимального ослабления фона космического излучения и отделен мощной защитой от реактора. Исследовалась реакция ${}^0_0\tilde{\nu}_e + {}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_1\tilde{e}$, в которой антинейтрино взаимодействовали с протонами воды. Позитрон аннигилировал с электроном вещества с испусканием двух γ -квантов, давая первую вспышку. Нейтрон за несколько микросекунд замедлялся до надтепловых скоростей, после чего захватывался кадмием. Ядро кадмия при захвате нейтрона превращалось в новое ядро с энергией возбуждения 9,1 МэВ. При переходе в нормальное состояние оно испускало каскад γ -квантов, дававших вторую вспышку. Обе вспышки регистрировались схемой запаздывающих совпадений, что позволяло уверенно разделить нужные события от фоновых излучений.

Черенковские счетчики используют явление излучения Вавилова – Черенкова. Такое излучение возникает, когда заряженная частица движется в среде со скоростью v , превышающей фазовую скорость света в этой среде c/n (n – показатель преломления). В черенковском счетчике эта среда называется радиатором. Радиатор должен быть прозрачен для черенковского излучения и иметь низкий уровень сцинтилляций, создающих фоновые сигналы. В качестве радиаторов для регистрации частиц со сравнительно небольшими скоростями применяют органическое стекло ($n = 1,5$), свинцовое стекло ($n = 1,5$) и воду ($n = 1,33$). Оптическая система счетчика фокусирует свет от частицы на катоде ФЭУ, превращающего световой сигнал в электрический. Общее количество света, попадающее на фотокатод черенковского счетчика, как правило, в несколько раз меньше, чем в сцинтилляционном счетчике. Но оно все же достаточно для регистрации после преобразования в ФЭУ в электрический сигнал и дальнейшего усиления последнего. Именно фотоумножитель сделал возможным в черен-

ковском счетчике уверенно регистрировать отдельные частицы. Так как излучение света в черенковских счетчиках происходит мгновенно, то их разрешающее время достигает 10^{-9} с.

Излучение Вавилова — Черенкова характеризуется резкой направленностью. Все оно концентрируется в тонком слое вблизи поверхности конуса, образующие которого составляют угол

$$\theta = \arccos\left(\frac{c}{nv}\right) \quad (2.1)$$

с направлением движения частицы. Эта особенность излучения и используется в черенковских счетчиках. Если скорость частицы v близка к скорости света, то используются газовые радиаторы. В этом случае из-за малого отличия n от единицы угол θ , а с ним и интенсивность излучения очень малы. Для получения интенсивности вспышки, достаточной для регистрации, приходится увеличивать длину черенковского счетчика до 10 м и больше. Зато газовый черенковский счетчик позволяет плавно менять n путем изменения давления газа.

Черенковские счетчики делятся на пороговые, дифференциальные и полного поглощения. Пороговые счетчики должны регистрировать все частицы со скоростями больше некоторой (пороговой) скорости. Дифференциальные счетчики регистрируют частицы, скорости которых заключены в определенном интервале: $v_1 < v < v_2$. Это достигается оптической системой, выделяющей лучи, распространяющиеся под определенными углами к направлению движения частицы. Линза или сферическое зеркало, поставленные на пути этих лучей, фокусируют их на кольцевую щелевую диафрагму, а затем на фотоумножитель. В результате свет будет зарегистрирован только от частиц, излучающих в направлении выделенного интервала углов и имеющих скорости в соответствующем ему интервале скоростей.

Черенковский счетчик полного поглощения предназначен для регистрации и спектрометрии электронов и γ -квантов. Он содержит блок радиаторов большой толщины, в котором электрон или γ -квант образует электрон-фотонную лавину и теряет всю (или почти всю) свою энергию. Как правило, радиатор изготавливают из стекла с большим содержанием свинца. При толщине радиатора 40 см в нем практически полностью тормозятся электроны с энергией до 10 ГэВ. Количество света, излученного в черен-

ковских счетчиках такого типа, пропорционально энергии первичного электрона или γ -кванта.

Полупроводниковые счетчики. Принцип работы полупроводникового счетчика тот же, что и ионизационной камеры, только вместо газа применяется полупроводник (см. рис. 2.3). Это имеет то преимущество, что в твердом теле на одном и том же отрезке пути заряженная частица отдает в сотни раз больше энергии, чем в газе. Проходя через полупроводник, частица вызывает переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, порождая пару электрон-дырка. Энергия W , необходимая для рождения такой пары, составляет 2,9 эВ в германии и 3,5 эВ в кремнии. Если энергия частицы равна E , то на своем пути в полупроводнике она создает E/W электронно-дырочных пар. Приложенное электрическое поле оттягивает электроны к поверхности, заряженной положительно, а дырки – к поверхности, заряженной отрицательно. В результате во внешней цепи появляется электрический сигнал, который усиливается и регистрируется. Чтобы в отсутствие регистрируемой частицы через полупроводник не проходил ток, поверхности полупроводника обрабатывают сильно легированными донорными и акцепторными примесями. При этом отрицательный n -слой присоединяют к положительному, а положительный p -слой – к отрицательному полюсу внешнего источника. При комнатной температуре тепловое возбуждение может приводить к нежелательным импульсам тока в приборе, и поэтому полупроводниковые детекторы нередко охлаждают до температуры жидкого азота.

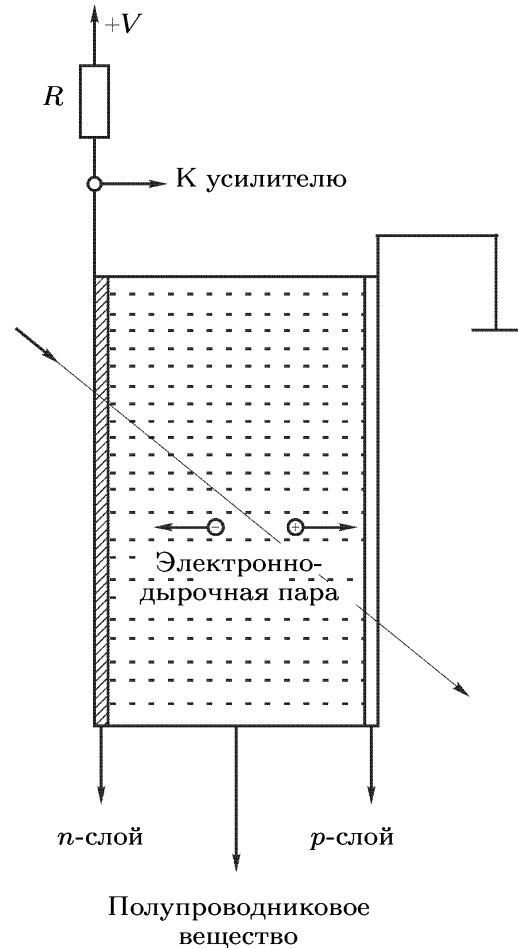


Рис. 2.3

усиливается и регистрируется. Чтобы в отсутствие регистрируемой частицы через полупроводник не проходил ток, поверхности полупроводника обрабатывают сильно легированными донорными и акцепторными примесями. При этом отрицательный n -слой присоединяют к положительному, а положительный p -слой – к отрицательному полюсу внешнего источника. При комнатной температуре тепловое возбуждение может приводить к нежелательным импульсам тока в приборе, и поэтому полупроводниковые детекторы нередко охлаждают до температуры жидкого азота.

Размеры полупроводниковых счетчиков невелики – несколько кубических сантиметров. Малые размеры рабочей области позволяют довести

разрешающее время до 10^{-7} с. В области низких энергий (электроны до 2 МэВ, протоны до 20 МэВ) полупроводниковые счетчики обладают практически 100%-ной эффективностью, малым разрешающим временем и превосходят счетчики других типов по компактности и точности измерения энергии.

2.2. Трековые детекторы

Камера Вильсона, изобретенная в 1912 г., является старейшим трековым детектором. Принцип действия этой камеры основан на конденсации пересыщенных паров воды или спирта на ионах, образованных при движении вдоль траектории заряженной частицы. Камера в нужный момент освещается импульсным источником света и фотографируется несколькими фотоаппаратами для получения стереоскопических изображений треков. Природа и свойства частицы устанавливаются по длине ее пробега, толщине трека и его искривлению в магнитном поле. Измеряя кривизну трека в сильном магнитном поле, можно определить импульс частицы и знак ее заряда. Этот метод был предложен в 1923 г. независимо друг от друга П. Л. Капицей и Д. В. Скобельциным).

Камера Вильсона сыграла выдающуюся роль в ядерной физике и физике космических лучей. На протяжении нескольких десятилетий она была единственным трековым детектором заряженных частиц. Но со временем она утратила свое значение, уступив место пузырьковой и искровой камерам. В настоящее время камера Вильсона используется главным образом как эффектный лекционный демонстрационный прибор.

Родственной с камерой Вильсона по принципу действия является диффузионная камера. В камере Вильсона пересыщение создается адиабатическим расширением газа (содержащего пары воды или спирта), а в диффузионной камере оно достигается за счет непрерывного потока пара от горячей поверхности у крышки камеры к более холодной поверхности у ее дна. В отличие от камеры Вильсона в диффузионной камере пересыщение существует постоянно в некотором горизонтальном слое пара, в котором и получают треки ионизирующих частиц. Поэтому диффузионная камера чувствительна к ионизирующим частицам непрерывно.

Пузырьковая камера. Важнейшим трековым детектором заряженных частиц является пузырьковая камера, изобретенная Глезером в 1954 г.

Принцип действия этой камеры основан на том, что можно получать жидкость с температурой выше точки кипения. Такая перегретая жидкость нестабильна и через короткое время вскипает. Наиболее употребляемыми рабочими жидкостями служат жидкие водород, дейтерий, смесь неона с водородом – в криогенных камерах, а также пропан (C_3H_8), фреон и Хе (обычно в смеси с пропаном) – в тяжеложидкостных камерах. Перегревание жидкости производится быстрым понижением давления, которое достигается либо быстрым перемещением поршня в жидководородных камерах, либо посредством использования упругой мембраны (в пропановой и фреоновой камерах). Давление в камере снижается за 5 – 15 мс, после чего жидкость оказывается перегретой, т. е. чувствительной к регистрации заряженных частиц. В момент максимальной чувствительности частицы впрыскиваются в камеру.

Заряженная частица при прохождении через перегретую жидкость приводит к образованию центров кипения вдоль своей траектории. По современным представлениям причиной образования таких центров являются электроны, испускаемые атомами среды при соударении с ними ионизирующей частицы. Эти электроны поглощаются небольшими объемами жидкости, что приводит к нагреванию последних, возникновению зародышей кипения, а в дальнейшем – к образованию и росту пузырьков. За время порядка 0,5 – 3 мс пузырьки достигают размера 50 – 300 мкм и при освещении их импульсным источником света могут быть сфотографированы несколькими фотоаппаратами.

Пузырьковые камеры обычно применяются для регистрации актов взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами атомов жидкости, наполняющей камеру, а также актов распада частиц. В первом случае жидкость в пузырьковой камере одновременно выполняет и роль мишени, и роль детектора частиц.

Искажения следов частиц в пузырьковой камере невелики и определяются главным образом многократным рассеянием.

Эффективность регистрации определяется в основном размерами пузырьковой камеры. Камеры обычно имеют размеры 1 – 2 м³. Однако на ускорителях сверхвысоких энергий используются и очень большие пузырьковые камеры с объемом несколько десятков кубических метров.

Главный недостаток пузырьковой камеры — невозможность в процессе работы отбирать нужные события. Также нельзя различить релятивистские частицы, и на очень высоких энергиях требуется сепарирование пучка, а это трудно сделать. Даже в самые большие камеры нельзя одновременно запускать более 5 – 6 заряженных частиц. Поэтому процессы с сечением меньше 1 микробарна практически недоступны.

Фотоэмульсионные детекторы. Самым дешевым трековым детектором заряженных частиц являются толстослойные ядерные фотоэмульсии. Они отличаются от обычных фотоэмульсий более высокой чувствительностью и большей толщиной (сотни микрометров, тогда как толщина обычных фотоэмульсий порядка 10 мкм). Пластины, покрытые слоем чувствительной фотоэмульсии, ставятся на пути ионизирующих частиц, после чего проявляются. В результате частица оставляет след, образованный зернами металлического серебра (размер зерна около 0,3 мкм). Этот след рассматривается в микроскоп с увеличением в 500 – 1000 раз. Измерение длины пробега при известной массе частицы дает ее энергию, а измерение плотности зерен — потери энергии на единицу пути, по которым можно судить о скорости частицы. Пластины можно помещать в магнитное поле для измерения импульса частицы. Однако из-за короткой длины треков магнитное поле должно быть очень сильным. Главный недостаток метода — очень большая трудоемкость обработки пластинок, так как каждую пластинку приходится подолгу просматривать под сильным микроскопом.

Искровые камеры, появившиеся в конце 1950-х годов, сочетают немедленность регистрации (т. е. отсутствие последующей обработки) с полнотой информации трековых детекторов. Принцип действия искровой камеры основан на возникновении искрового разряда в газе при попадании в него ионизирующей частицы. Простейшая искровая камера состоит из двух плоскопараллельных электродов, пространство между которыми заполнено газом (чаще всего Ne, Ar или их смесью). Площадь пластин — от десятков квадратных сантиметров до нескольких квадратных метров. Одновременно с прохождением частицы или с некоторым запаздыванием (около 1 мкс) по сигналу системы детекторов (сцинтилляционных счетчиков, черенковских счетчиков и пр.), выделяющих искомое событие, на электроды искровой камеры подается короткий (порядка 10 – 100 нс) импульс высокого напряжения (5 – 20 кВ/см). Электроны, возникшие вдоль траекторий

движения частицы при ионизации атомов газа, ускоряются электрическим полем и сами вызывают ионизацию и возбуждение атомов. В результате на очень коротком пути частицы возникают электрон-фотонные лавины, перерастающие либо в видимый глазу искровой разряд, либо в локальные светящиеся области небольшого объема (стримеры).

Узкозаярная искровая камера состоит из набора близко расположенных одинаковых плоскопараллельных электродов, отделенных друг от друга промежутками около 1 см. Электроды соединены через один. Половина электродов заземлена, а на другую в момент прохождения частицы подается короткий высоковольтный импульс напряжения порядка 1 кВ/см. Цепь искр, проскакивающих между пластинами в момент подачи этого импульса, воспроизводит траекторию частицы с точностью до долей миллиметра. Временное разрешение порядка 10^{-6} с, полное время восстановления порядка 10^{-3} с.

В широкозаярных искровых камерах расстояние между электродами 3 – 50 см. Электрон-фотонные лавины, развивающиеся в результате прохождения первичной частицы, сливаются в узкий светящийся канал вдоль траектории частицы. В этом режиме могут регистрироваться треки под углами не более 50° к направлению электрического поля в камере.

Для наблюдения треков под большими углами вплоть до 90° используется так называемый стримерный режим. Стримерная камера есть разновидность искровой камеры, на которую подается импульс 20 кВ/см с более коротким фронтом и длительностью 10 нс. В этой камере разряд, вызванный импульсом высокого напряжения, обрывается на ранней стадии. В результате треки заряженных частиц, прошедших через камеру, выглядят как цепочки отдельных стримеров, длиной в несколько миллиметров каждый.

Искровые камеры характеризуются высокой эффективностью к одновременной регистрации многих частиц (ливней частиц), а также малой пространственной и угловой погрешностью определения траектории (около 10^{-3} рад).

3. Современная физическая картина мира

Физика была и остается сегодня наиболее развитой и систематизированной естественной наукой. Степень разработанности физики настолько велика, что она гораздо раньше других естественных наук смогла создать собственную физическую картину мира.

Понятие «физическая картина мира» употребляется давно, но лишь в последнее время оно стало рассматриваться не только как итог развития физического знания, но и как особый самостоятельный вид знания - самое общее теоретическое знание в физике (система понятий, принципов и гипотез), служащее исходной основой для построения теорий.

Ключевым в физической картине мира служит понятие «материя», на которое выходят важнейшие проблемы физической науки. Поэтому смена физической картины мира связана со сменой представлений о материи. В истории физики это происходило два раза. Сначала был совершен переход от атомистических, корпускулярных (прерывных, дискретных) представлений о материи к континуальным (непрерывным). Затем, в XX веке, континуальные представления были заменены современными квантовыми.

Первая – механическая картина мира сложилась в физике в результате научной революции XVI-XVII вв. на основе исследований Г. Галилея, П. Гассенди, Р. Декарта, И. Ньютона. Основу механической картины мира составил атомизм, который весь мир, включая человека, представлял, как совокупность огромного числа атомов, перемещающихся в пространстве и времени. Ключевым понятием механической картины мира было понятие движения, поэтому Ньютон считал законы движения фундаментальными законами мироздания. Решая проблему взаимодействия тел, Ньютон предложил принцип дальнего действия, согласно которому взаимодействие между телами происходит мгновенно на любом расстоянии без материальных посредников. Ньютоном была также предложена концепция абсолютного пространства и времени, т. е. существующих независимо от материи.

На основе механической картины мира в XVIII – начале XIX вв. была разработана земная, небесная и молекулярная механика. Это способствовало быстрому развитию техники. Все это привело к абсолютизации механической картины мира и дальнейшему ее кризису. Попытки распространения методов и законов механики на область тепловых явлений, электри-

чество, магнетизм, жизнь, разум потерпели неудачу и привели к дальнейшей смене физической картины мира.

Становление электромагнитной картины мира было связано с открытиями М. Фарадея. Изучая электрические и магнитные явления, Фарадей пришел к идее замены корпускулярных представлений о материи непрерывными (непрерывными). Он сделал вывод, что электромагнитное поле бесконечно и непрерывно, с точечными центрами электрических зарядов и волновыми движениями в нем. Движение понималось как распространение колебаний в поле, которое подчинялось законам термодинамики. Пространство и время перестали быть самостоятельными и независимыми от материи. Изменился взгляд на проблему взаимодействия. Концепция дальнего действия Ньютона была заменена принципом близкого действия Фарадея, в соответствии с которым любые взаимодействия передаются полем непрерывно и с конечной скоростью.

Новая электромагнитная картина мира объяснила большой круг явлений, но вскоре в физике стали возникать проблемы с объяснением новых открытий: фотоэффекта, линейности спектра атомов, теории теплового излучения, радиоактивности. Появившиеся учения о строении атома противоречили электромагнитной картине мира.

Идеи Планка, Эйнштейна, Бора, Гейзенберга, Шредингера, Дирака, обобщая результаты физических экспериментов, позволили создать в начале XX века совершенно новую квантово-релятивистскую картину окружающего мира, основанную на идее относительности пространства и времени. По современным представлениям материя реализуется в двух формах: вещество и поле. Они находятся в постоянном взаимодействии и претерпевают взаимопревращения на элементарном уровне. При этом для материи характерен корпускулярно-волновой дуализм, т. е. наличие у каждого элемента материи свойств волны и частицы.

3.1. Элементарные частицы

Древние представляли мир, состоящий из неделимых атомов. В начале нынешнего века удалось изучить структуру атома, разложить его на элементарные частицы: протоны, нейтроны и электроны. Казалось, этого достаточно для описания структуры вещества. Но на этом дело не закончилось. В тридцатых годах были открыты мезоны, нейтрино. У каждой ча-

стицы в силу закона симметрии обнаружилась и античастица. Затем перед глазами ученых оказалась целая «россыпь» частиц: их обнаруживали в лучах, приходящих из космоса, получали с помощью мощных ускорителей. Сейчас открыто уже более 400 частиц. Одни из частиц стабильны, вроде протонов, другие живут мгновения ($\sim 10^{-23}$ с – резонансы). Одни живут только в движении (фотон, нейтрино), другие могут находиться в состоянии покоя. Жизнь этих частиц - непрерывное взаимодействие друг с другом, взаимные превращения. Взаимодействие частиц называют слабым по сравнению с другими фундаментальными взаимодействиями, судя по малому времени их жизни.

В элементарных частицах, известных к настоящему времени, обнаруживается более или менее стройная система классификации. Элементарные частицы принято делить на три группы.

К *группе фотонов* относится единственная частица – фотон, который переносит электромагнитное взаимодействие. В электромагнитном взаимодействии участвуют в той или иной степени все частицы, как заряженные, так и нейтральные (кроме нейтрино).

К *группе лептонов* (от греч. «лептос» – легкий) относятся электрон, мюон, тау-лептон, соответствующие им нейтрино, а также их античастицы. Лептоны участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. Все лептоны имеют спин, равный $1/2$, и, следовательно, являются фермионами, подчиняясь статистике Ферми – Дирака.

Элементарным частицам, относящимся к группе лептонов, приписывают так называемое лептонное число (лептонный заряд) L . Обычно принимают, что $L = +1$ для лептонов, $L = -1$ для антилептонов и $L = 0$ для всех остальных элементарных частиц. Введение L позволяет сформулировать закон сохранения лептонного числа: в замкнутой системе при *всех без исключения процессах* взаимопревращаемости элементарных частиц *лептонное число сохраняется*.

Основную часть элементарных частиц составляют *адроны* (от греч. «адрос» - крупный, сильный). К группе адронов относятся пионы, каоны, h -мезон, нуклоны, гипероны, а также их античастицы. Адроны обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым.

Адронам приписывают барионное число (барионный заряд) B . Адроны с $B = 0$ образуют подгруппу мезонов (пионы, каоны, h -мезон), а адроны

с $B = +1$ образуют подгруппу барионов (от греч. «барис» – тяжелый; сюда относятся нуклоны и гипероны). Для лептонов и фотона $B = 0$. Если принять для барионов $B = +1$, для антибарионов (антинуклоны, антигипероны) $B = -1$, а для всех остальных частиц $B = 0$, то можно сформулировать закон сохранения барионного числа: в замкнутой системе *при всех процессах* взаимопревращаемости элементарных частиц *барионное число сохраняется*.

Барионы имеют спин, равный $1/2$, т. е. барионы, как и лептоны, являются фермионами. Мезоны имеют спин, равный нулю, и, следовательно, являются бозонами, подчиняясь статистике Бозе – Эйнштейна. Для мезонов лептонные и барионные числа равны нулю. Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

В последние годы увеличение числа элементарных частиц происходило в основном вследствие расширения группы адронов. Поэтому развитие работ по их классификации все время сопровождалось поисками новых, более фундаментальных частиц, которые могли бы служить базисом для построения всех адронов. Гипотеза о существовании таких частиц, названных кварками, была высказана независимо друг от друга австрийским физиком Дж. Цвейгом и американцем М. Гелл-Манном в 1964 году.

Согласно модели Гелл-Манна – Цвейга, все известные в то время адроны можно было построить, постулировав существование трех типов кварков и соответствующих антикварков: *верхний* (обозначается u – от английского *up*), *нижний* (обозначается d – от *down*) и *странный* кварк s (*strange*).

Самое удивительное (почти невероятное) свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку ещё никто не находил частицы с дробным значением элементарного электрического заряда. Спин кварка равен $1/2$ поскольку только из фермионов можно «сконструировать» как фермионы (нечетное число фермионов), так и бозоны (четное число фермионов).

Во избежание трудностей со статистикой (некоторые барионы состоят из трех одинаковых кварков, что запрещено принципом Паули) на данном этапе предполагают, что каждый кварк (антикварк) обладает специфической квантовой характеристикой – цветом: «красным», «желтым» и «си-

ним» - для кварков; «оранжевым», «зеленым» и «фиолетовым» - для антикварков. Тогда, если кварки имеют неодинаковую «окраску», принцип Паули не нарушается.

Углубленное изучение модели Гелл-Манна – Цвейга, а также открытие в 1974 г. истинно нейтрального джей-пси-мезона привело к введению нового кварка – так называемого *c*-кварка и новой сохраняющейся величины – «очарования» (от англ. *charm*). В 1977 г. был открыт сверхтяжелый мезон, который представляет собой структуру из кварка и антикварка нового типа – *b*-кварка [является носителем сохраняющейся в сильных взаимодействиях величины, названной «прелестью» (от англ. *beauty*)]. Существует и шестой кварк *t*, который уже решено назвать истинным (от англ. *truth* – истина) подобно тому, как *c*-кварк называют очарованным, *b*-кварк – прелестным.

Кварковая модель оказалась весьма плодотворной, она позволила определить почти все основные квантовые числа адронов. Кроме того, эта модель позволила предсказать также и новые частицы, например *W*-гиперон. Однако при использовании этой модели возникают и трудности. Кварковая модель не позволяет, например, определить массу адронов, поскольку для этого необходимо знание динамики взаимодействия кварков и их масс, которые пока неизвестны.

3.2. Фундаментальные взаимодействия

В квантово-релятивистской картине мира значительно расширено понимание движения, которое включает универсальные типы физического взаимодействия. Известно четыре вида взаимодействий:

- 1) гравитационное;
- 2) электромагнитное;
- 3) сильное;
- 4) слабое.

Они описываются на основе принципа близкодействия: взаимодействия передаются соответствующими полями от точки к точке, скорость передачи взаимодействия всегда конечна и не может превышать скорости света в вакууме.

Гравитационные и электромагнитные силы являются фундаментальными силами природы и объясняют большую часть явлений в макром мире.

Природу сил, известных из механики, например силы упругости, трения и др., также можно объяснить молекулярным взаимодействием и, следовательно, отнести к электромагнитным. Сильные и слабые взаимодействия объясняют явление в микромире.

Гравитационное взаимодействие является самым слабым из всех физических взаимодействий. Оно описывается законом тяготения Ньютона. В макромире оно тем сильнее, чем больше массы взаимодействующих тел. В микромире гравитационное взаимодействие теряется на фоне более мощных сил. Гравитационные взаимодействия обуславливают образование всех космических систем, а также концентрацию рассеянной материи звезд и галактик. Считается, что скорость распространения гравитационных волн равна скорости света в вакууме, но они еще достоверно не зарегистрированы приборами.

Электромагнитное взаимодействие обладает универсальным характером и существует между любыми телами. Проявляется в притяжении разноименных зарядов или отталкиванием одноименных. Благодаря электромагнитному взаимодействию возникают атомы, молекулы и макроскопические тела. Все химические реакции – это проявление электромагнитных взаимодействий, которые приводят к перераспределению химических связей между атомами и молекулами. Электричество и магнетизм – это силы одного и того же феномена. Электродинамика Максвелла является законченной классической теорией электромагнетизма, сохраняющей свое значение и в наши дни.

Сильное взаимодействие обеспечивает связь нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре и удерживает кванты внутри нуклонов. Предполагается, что сильное взаимодействие передается квантами поля ядерных сил – *глюонами*. Сильное взаимодействие отвечает за устойчивость ядер и распространяется только в пределах размеров ядра. Именно ядерные силы скрепляют ядро, несмотря на сильное электростатическое отталкивание между протонами. Чем сильнее взаимодействуют нуклоны в ядре, тем оно устойчивее, тем больше его энергия связи, определяемая работой, которую необходимо совершить, чтобы разделить нуклоны и удалить их друг от друга на такие расстояния, при которых взаимодействие становится равным нулю. Сильное взаимодействие не зависит от зарядов нуклонов. Это свойство называют зарядовой независимостью ядерных сил. Ядерные силы

зависят от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон удерживаются вместе, образуя ядро водорода, только в случае параллельной ориентации их спинов.

Слабое взаимодействие – это фундаментальное физическое взаимодействие, существующее только в микромире. Оно способствует превращению одних частиц (фермионов) в другие и отвечает за β -распад ядер, за многие распады элементарных частиц и за все процессы взаимодействия нейтрино с веществом. Радиус его действия очень мал – 10^{-17} м.

Квантово-релятивистская картина мира и в настоящее время находится в состоянии становления. С каждым годом к ней добавляются новые элементы, выдвигаются новые гипотезы, создаются и развиваются новые теории, делается попытка вывести универсальные механизмы всех фундаментальных физических взаимодействий. Объединение электромагнитного и слабого взаимодействий в единое электрослабое взаимодействие стало первым успехом на этом пути. Авторам этой теории *А. Саламу, С. Вайнбергу и Ш. Глэшоу* в 1979 году была присуждена Нобелевская премия.

Попытка создания теории Большого объединения на основе объединения электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий привела к появлению Стандартной модели – одной из важнейших теоретических конструкций, описывающих электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия всех элементарных частиц. Стандартная модель не является теорией всего, так как не описывает тёмную материю, тёмную энергию и не включает в себя гравитацию.

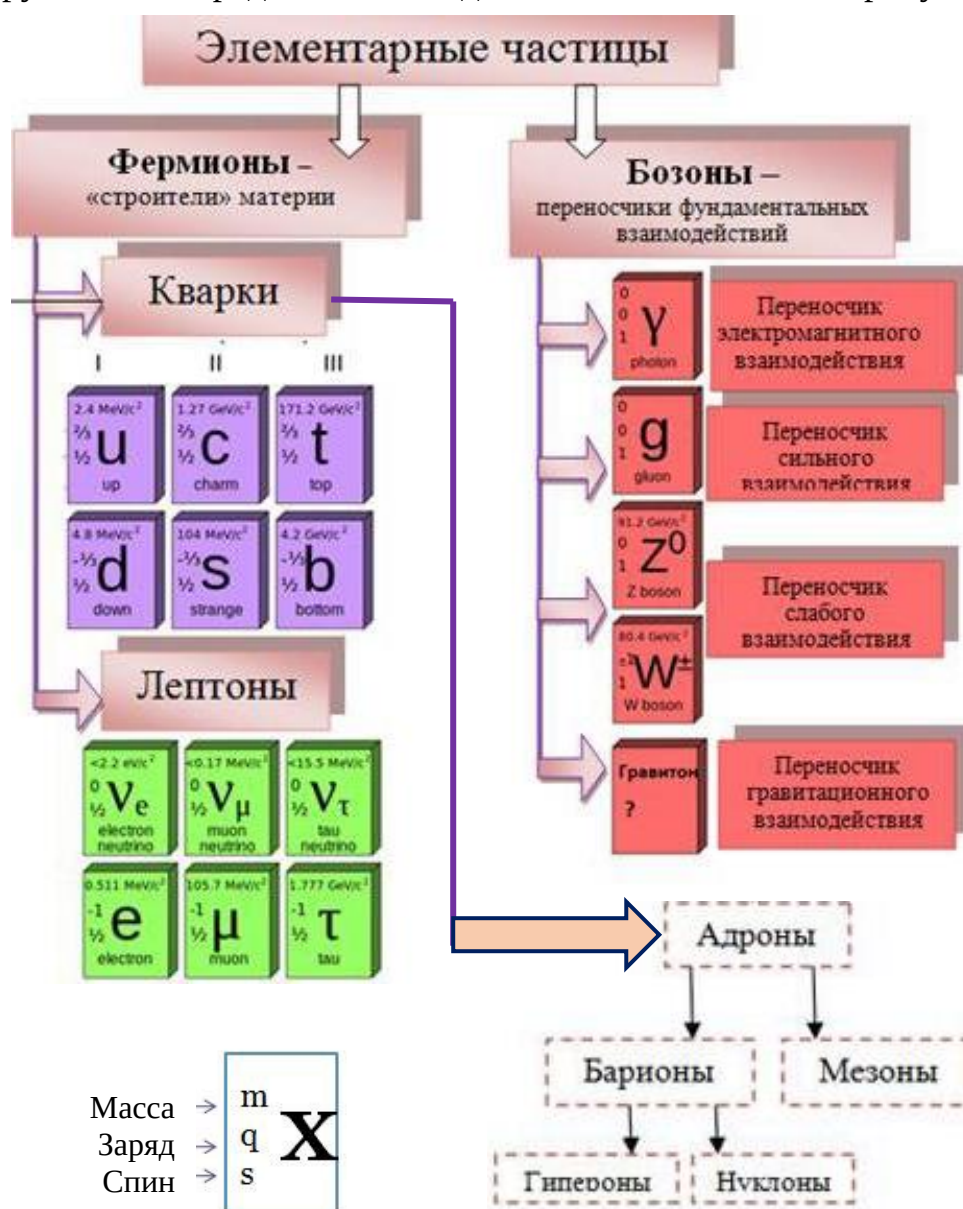
Основой Стандартной модели являются следующие положения.

1. Всё вещество состоит из 12 фундаментальных квантовых полей, квантами которых являются фундаментальные частицы-фермионы, которые можно объединить в три поколения фермионов: 6 лептонов (электрон, мюон, тау-лептон, электронное нейтрино, мюонное нейтрино и тау-нейтрино), 6 кварков (u, d, s, c, b, t) и 12 соответствующих им античастиц.

2. Кварки участвуют в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях; заряженные лептоны (электрон, мюон, тау-лептон) – в слабых и электромагнитных; нейтрино – только в слабых взаимодействиях.

3. Частицами – переносчиками взаимодействий являются бозоны: 8 глюонов для сильного взаимодействия; 3 тяжёлых бозона (W^+, W^-, Z^0) для слабого взаимодействия; 1 фотон для электромагнитного взаимодействия.

Существует еще так называемое *поле Хиггса*, открытое британским физиком *П. Хиггсом*, среднее значение которого не хочет стремиться к нулю, в результате чего это поле старается принять некоторое постоянное ненулевое значение во всей Вселенной. Поле составляет вездесущий и постоянный фон, в результате сильных колебаний которого и появляется *бозон Хиггса*. И именно благодаря полю Хиггса, частицы наделяются массой. Масса элементарной частицы зависит от того, насколько сильно она взаимодействует с полем Хиггса, постоянно пролетая внутри его. И именно из-за бозона Хиггса, а точнее из-за его поля, стандартная модель имеет так много похожих групп частиц. Экспериментальное подтверждение существования бозона Хиггса в 2012 году завершило экспериментальное обнаружение предсказываемых Стандартной моделью элементарных частиц, которую можно представить в виде схемы, показанной на рисунке.



По состоянию на конец XX века все предсказания Стандартной модели подтверждались экспериментально, иногда с очень высокой точностью в миллионные доли процента. Только в 2000-е годы стали появляться результаты, в которых предсказания Стандартной модели слегка расходятся с экспериментом, и даже явления, крайне трудно поддающиеся интерпретации в её рамках. С другой стороны, очевидно, что Стандартная модель не может являться последним словом в физике элементарных частиц, ибо она содержит слишком много внешних параметров, а также не включает гравитацию. Поэтому поиск отклонений от Стандартной модели (так называемой «новой физики») – одно из самых активных направлений исследования в современной физике. Еще более грандиозна идея объединения всех типов фундаментального взаимодействия (гравитационного, электромагнитного, слабого, сильного) в *теорию суперобъединения*.

4. Лабораторные работы

Лабораторная работа 4-1

Изучение счетчика Гейгера

Цель работы: ознакомиться с методами регистрации радиоактивных частиц, получить характеристику счетчика, определить «мертвое время» счетчика.

Приборы и принадлежности: два источника β -излучения, газоразрядный счетчик Гейгера с усилителем и блоком питания, счетная установка.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Счетчик Гейгера предназначен для регистрации быстрых частиц. Он представляет собой газонаполненный прибор и состоит (см. рис. 4.4.1) из цилиндрического корпуса, по оси которого укреплен на изоляторах электрод в виде тонкой нити (анод А). Вторым электродом (катодом К) служит корпус счетчика. К электродам через резистор R подводится постоянное напряжение U от источника питания 1. Напряженность электрического поля в цилиндрическом счетчике обратно пропорциональна расстоянию r от его оси:

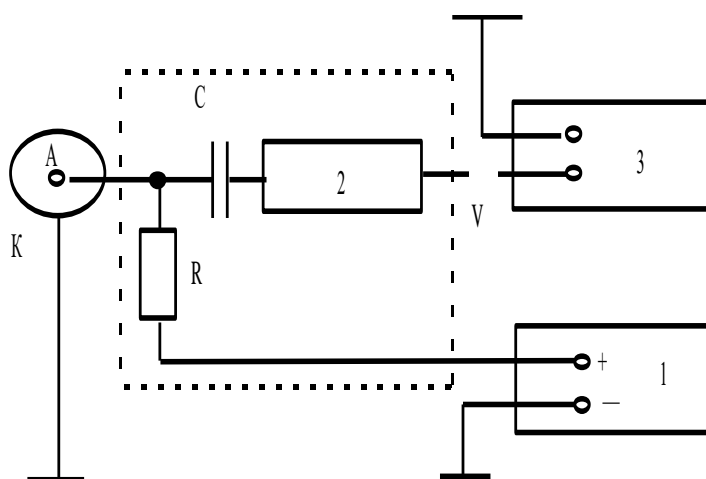


Рис. 4.1.1

$$E = \frac{U}{\ln(r_k/r_a)} \frac{1}{r},$$

где r_k и r_a – радиусы катода и анода.

Поле достигает больших значений у нити и малых – у катода. Заполняющий счетчики газ сам по себе не проводит электрический

ток. Проводимость газа возникает при попадании в объем счетчика частицы высокой энергии, образующей пары ион-электрон. Под действием электрического поля заряженные частицы движутся к электродам, вследствие чего через измерительный резистор протекает некоторый ток, создающий на нем кратковременный импульс напряжения, именуемый далее просто импульсом. Через разделительный конденсатор C на вход усилителя 2 проходит только переменная составляющая напряжения на счетчике (импульс). После усиления импульс подается на счетное устройство 3, предназначенное для автоматического счета числа импульсов в течение времени, заданного экспериментатором. Резистор R ограничивает величину тока, который может протекать через счетчик, предохраняя его от непрерывного разряда.

Рассмотрим физические процессы, протекающие в счетчике после попадания в него β -частиц. Образованные β -частицей электроны ускоряются электрическим полем на длине свободного пробега до энергий, достаточных для ионизации встречных атомов (процесс получил название вторичной или ударной ионизации). Если ударная ионизация произошла далеко от анода, то вторичные электроны, набрав в электрическом поле достаточную энергию, способны сами ионизировать газ наравне с первичными. Вместо каждого первичного электрона в этом случае к аноду приходит целая лавина. Число электронов, приходящих к нити счетчика, отнесенное к числу первичных электронов, называется коэффициентом газового усиления A . Коэффициент A быстро возрастает с напряжением, так как увеличивается радиус области с высокой напряженностью поля, где возможно газовое усиление. При значениях A , много больших 10^3 , коэффициент газового усиления начинает зависеть от величины начальной ионизации: чем больше число первичных электронов, тем A оказывается меньше.

Электроны и положительные ионы образуются при ионизации в равном количестве. Обладающие большей подвижностью электроны, как первичные, так и вторичные, за время порядка $10^{-7} \div 10^{-6}$ с успевают закончить свой путь к аноду. Медленные положительные ионы за

этот промежуток времени практически не успевают сдвинуться с места и образуют в межэлектродном объеме пространственный заряд. Величина этого заряда особенно велика около нити, где проходит нарастание лавины. Поле положительных ионов искажает первоначальное поле в счетчике и делает его более равномерным, напряженность поля в окрестности нити при этом падает. При более высоких напряжениях возникновение хотя бы одной пары ионов приводит к началу самостоятельного разряда.

Самостоятельный разряд не может быть объяснен одним только разрастанием лавины. Как бы ни была велика лавина, образующие ее вторичные электроны приходят на анод вместе с первичными, и новым электронам, казалось бы, взяться неоткуда. Существуют, однако, два явления, способные вызвать возникновение новых электронов в силу только внутренних причин. Отметим, прежде всего, что при нейтрализации ионизированного атома у катода освобождается заметное количество энергии. Этой энергии обычно более чем достаточно для того, чтобы вырвать из катода еще один электрон (потенциалы ионизации атомов почти всегда выше работы выхода электронов из металла). Этот электрон начинает двигаться к нити, рождает на своем пути новую лавину и т.д. Возникновения самостоятельного разряда при малых A не происходит благодаря тому, что вероятность вырывания электронов из катода очень мала. Только при огромном числе положительных ионов, сталкивающихся с катодом (порядка 10^4), появляется заметная вероятность того, что из него будет выбит хоть один электрон. Если же лавина приводит к появлению у катода больше чем одного электрона (в среднем), создаются условия для возникновения самостоятельного разряда.

Самостоятельный разряд в счетчике может поддерживаться лишь при достаточно большом ионном токе. Вторым процессом, который способен освобождать электроны из катода, является фотоэффект. Молекулы газа, возбужденные соударением с электронами, освобождаются от избыточной энергии, излучая фотоны ультрафиолетового излучения, и переходят в нормальное состояние. Эти фото-

ны поглощаются практически по всей поверхности катода и благодаря фотоэффекту вырывают из него электроны. Последние, в свою очередь, создают за счет ударной ионизации новые лавины ионов во всем объеме счетчика. Ясно, что описываемый счетчик может регистрировать всего одну частицу, а для регистрации следующей нужно предварительно погасить вызванный предыдущей частицей разряд.

Наиболее распространенный способ быстрого гашения разряда состоит в добавлении к основному газу, наполняющему счетчик, другого газа, способного подавлять указанные выше процессы. Счетчики с таким наполнением называются самогасящимися. Так, к инертным газам, наполняющим счетчик, добавляют некоторые органические многоатомные газы с низкими потенциалами ионизации и малыми коэффициентами прилипания электронов, не образующие отрицательных ионов (пары спирта, этилен, метилаль и т.д.).

Многоатомные молекулы обладают слабосвязанными электронами и легко отдают их положительным ионам инертного газа при столкновениях. За счет этого происходит обогащение облака ионов, движущихся к катоду, ионами больших масс, не способными выбивать электроны из катода.

Органические молекулы поглощают ультрафиолетовое излучение в широком спектральном диапазоне. Можно подобрать такое сочетание газов в смеси, что образующиеся фотоны будут полностью поглощаться на расстоянии 1 – 2 мм от места их образования и не смогут поэтому долетать до катода и вызывать заметный фотоэффект. Многоатомные молекулы, поглощая фотоны, либо диссоциируют на радикалы, либо ионизируются.

Гашение разряда можно с успехом осуществить, добавляя к инертному газу небольшую примесь галогенов. Они имеют низкие потенциалы ионизации по сравнению с атомами инертных газов и выполняют те же функции, что и молекулы органических веществ. Они поглощают возникающее при разряде ультрафиолетовое излучение, при столкновении с ионами инертных газов отдают им электроны и диссоциируют без излучения фотонов. В силу больших атомных

номеров галогенов они более эффективно поглощают ультрафиолетовое излучение, чем молекулы органических веществ, поэтому добавка их к основному газу составляет 0,1 – 0,2 % (в то время как органические примеси составляют 10 – 15 %).

Галогенные счетчики имеют преимущество перед счетчиками с органическими гасителями. Во-первых, диссоциированные молекулы галоидов в дальнейшем восстанавливаются, в то время как молекулы органической примеси разрушаются необратимо. 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 около 300 В.

При постоянном (в среднем) числе частиц, попадающих в единицу времени в рабочий объем счетчика, число зарегистрированных импульсов зависит от напряжения, поданного на счетчик. Зависимость числа частиц, регистрируемых в единицу времени, т.е. скорости счета, от величины приложенного напряжения называется счетной характеристикой. Типичная счетная характеристика представлена на рис. 4.1.2. По

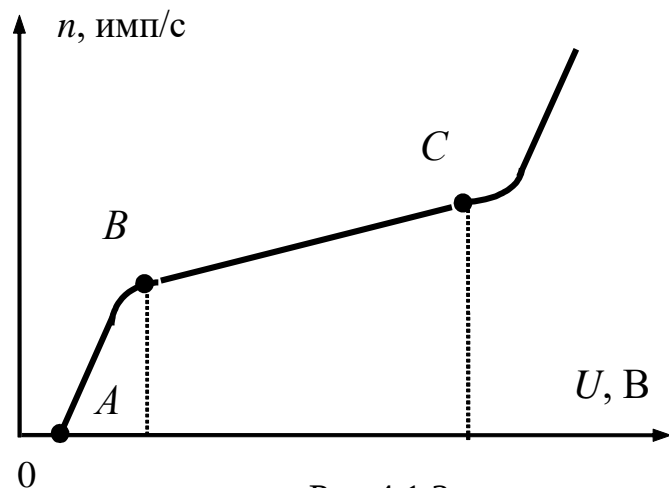


Рис 4.1.2

оси абсцисс откладывается величина приложенного к электродам счетчика напряжения U в вольтах; по оси ординат – скорость счета.

Минимальное напряжение, при котором счетчик с регистрирующим устройством начинает регистрировать ионизирующие частицы, называется порогом счета (на рис. 4.1.2 оно отмечено точкой A). Небольшое увеличение напряжения на счетчике выше порогового ведет к резкому увеличению скорости счета (участок AB). На участке BC при напряжении на 50 – 100 В выше порога счета рост скорости счета с увеличением приложенного напряжения почти прекращается (уча-

сток BC). Участок BC счетной характеристики, на котором скорость счета почти не зависит от величины приложенного напряжения, называется плато счетчика. Небольшое увеличение скорости счета с ростом напряжения на участке BC объясняется возникновением ложных импульсов, число которых растет с ростом приложенного напряжения.

У хороших счетчиков плато простирается на несколько сотен (100 – 300) вольт. Наклон плато определяется отношением увеличения скорости счета на участке плато длиной 100 В к средней скорости счета. Наклон в процентах на 100 В для различных типов счетчиков лежит в пределах от 5 до 15 %.

На участке за точкой C начинается переход в режим непрерывного самостоятельного разряда, возникающего независимо от наличия внешнего ионизатора. Продолжительная работа счетчика в этом режиме ведет к выходу его из строя.

Если какая-то ионизирующая частица вызвала уже вспышку газового разряда в счетчике, то электроны от следующей β -частицы, попавшей в счетчик во время развития разряда до момента окончания активной стадии, могут образовать в местах, не охваченных разрядом, новые электронно-ионные лавины; однако эти лавины вольтуются в уже развивающийся разряд и вторая частица зарегистрирована не будет. β -частица, влетевшая в счетчик вскоре после окончания активной стадии разряда, совсем не вызовет никаких последствий, так как поле в области, близкой к аноду, снижено пространственным зарядом до значения, существенно меньшего, чем пороговая напряженность, соответствующая зажиганию разряда. По мере отхода положительных ионов от анода поле вблизи анода постепенно восстанавливается, и, когда ионное облако отойдет от нити на достаточно большое расстояние $r_{кр}$, напряженность поля возрастет до величины, обеспечивающей зажигание разряда.

Таким образом, с момента попадания первой частицы, инициирующей разряд, и до момента, когда положительный пространственный заряд ионов отойдет на расстояние $r_{кр}$, счетчик оказывается не-

чувствительным к ионизирующим частицам, попадающим в его объем. Этот интервал времени называют обычно «мертвым временем» счетчика. Время, затрачиваемое положительными ионами на перемещение от расстояния $r_{кр}$ до катода, называют временем восстановления. Поле вблизи анода восстанавливается полностью только к тому моменту, когда положительный заряд нейтрализуется на катоде. Ионизирующая частица, попавшая в счетчик в течение времени восстановления, вызывает в нем вспышку газового разряда, но образующийся при этом импульс будет иметь амплитуду меньше номинальной в соответствии с пониженной напряженностью поля в области анода. Опытные данные и расчет показывают, что по абсолютной величине «мертвое время» счетчика составляет около 10^{-4} с. При увеличении напряжения на счетчике «мертвое время» несколько уменьшается.

На рис. 4.1.3 приведена осциллограмма одиночных импульсов газоразрядного счетчика для различных интервалов времени между

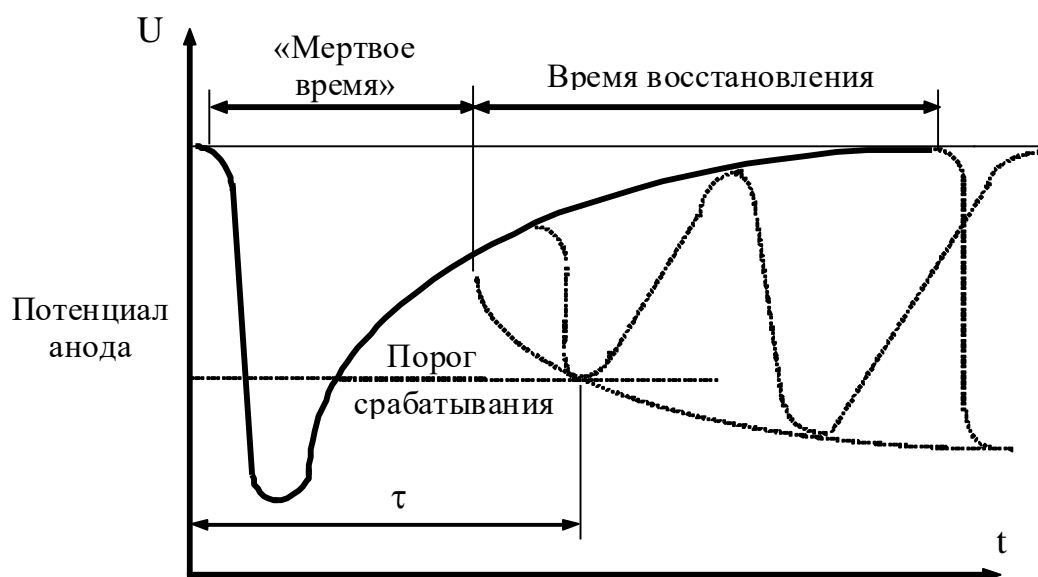


Рис. 4.1.3

моментами прихода первой и последующей частиц, полученная на осциллографе с ждущей разверткой.

В течение «мертвого времени» импульсы последующих частиц отсутствуют. В течение времени восстановления амплитуда импульса меньше номинальной. Штриховой горизонтальной прямой показан порог срабатывания регистрирующей системы; видно, что время τ , в

течение которого установка не может регистрировать частицы, всегда больше «мертвого времени» счетчика. Это время называется «мертвым временем» установки. Частица, попавшая в счетчик в течение «мертвого времени» установки τ , не регистрируется, число зарегистрированных частиц меньше числа частиц, попавших в объем счетчика. При больших скоростях счета просчеты особенно велики, а поэтому в таких случаях необходимо в результаты измерений вносить поправки на «мертвое время».

При высоких скоростях счета значительную часть времени счетчик окажется нечувствительным и кажущаяся скорость счета будет слишком низкой.

Пусть через счетчик с «мертвым временем» τ в секунду проходит n_0 частиц и регистрируется n импульсов в течение времени. Теперь каждую секунду счетчик нечувствителен время $n\tau$. Это означает, что только $(1-n\tau)$ -я часть дополнительных импульсов будет сосчитана, следовательно,

$$dn = (1 - n\tau)dn_0 \text{ или } dn_0 = \frac{dn}{1 - n\tau}.$$

Интегрируя, получаем:

$$n\tau = 1 - e^{-n_0\tau}. \quad (4.1.1)$$

Если $n_0 \ll \frac{1}{\tau}$, то $n=n_0$, но при $n_0 \gg \frac{1}{\tau}$ скорость счета ограничивается.

В данной работе «мертвое время» определяется по методу двух источников, для чего используются два β -препарата активностью 500 – 1000 имп/с каждый.

Сначала установим под счетчиком первый источник и определим скорость счета n_1 . Затем поднесем второй источник и найдем скорость счета от двух источников n_{12} . Наконец, удалим первый источник и определим скорость счета n_2 . Преимущество этого метода в том, что нет необходимости помещать источник в воспроизводимое положение. Отметим, что $n_{12} < n_1 + n_2$.

Пусть от каждого источника в счетчик попадает n_{01} и n_{02} импульсов. Для первого источника получаем:

$$1 - n_{12}\tau = e^{-n_{01}\tau}. \quad (4.1.2)$$

Для двух источников совместно имеем:

$$1 - n_{12}\tau = e^{-(n_{01}+n_{02})\tau}. \quad (4.1.3)$$

И, наконец, для второго источника имеем:

$$1 - n_2\tau = e^{-n_{02}\tau}. \quad (4.1.4)$$

Так как произведение (4.1.2) и (4.1.4) должно быть равно (4.1.3),
то

$$(1 - n_1\tau)(1 - n_2\tau) = 1 - n_{12}\tau. \quad (4.1.5)$$

Отсюда следует, что

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{n_1 n_2}. \quad (4.1.6)$$

Зная τ и пользуясь уравнением (4.1.1), можно внести в окончательный результат поправки, обусловленные «мертвым временем» счетной установки.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Лабораторная работа А

Построение счетной характеристики газоразрядного счетчика

1. Перед включением установки в сеть установите:
на высоковольтном выпрямителе
– тумблер «Сеть» в положение «Выкл.»;
– регулятор напряжения в крайнее правое положение;
на пересчетном приборе
– переключатель «Вывод» в положение «Непрерывно»;
– переключатель N-T в положение N;
– переключатель «Экспозиция» в положение 30 с.
2. Включите в сеть высоковольтный выпрямитель и пересчетный прибор, установите один препарат под счетчиком.
3. Определите напряжение начала счета. Для этого на пересчетном приборе сначала нажмите кнопку «Сброс», а затем кнопку «Пуск» и, начиная с 300 В, медленно увеличивайте напряжение до начала регистрации импульсов пересчетным устройством. Запишите

напряжение начала счета. В процессе счета импульсов должна гореть лампочка «Счет». Изменяя напряжения ступенями до 5 В, проведите трехкратное измерение скорости счета на каждом. После достижения плато (когда результаты измерений начинают мало изменяться) напряжение увеличивайте ступенями по 20 В вплоть до 500 В. Результаты измерений запишите в табл. 4.1.1.

Таблица 4.1.1

№	$U, \text{В}$	N_1	N_2	N_3	N_{cp}	$n = N_{cp} / t$
1						
2						
...						
25						

4. Постройте счетную характеристику на миллиметровой бумаге.

5. По счетной характеристике определите рабочее напряжение газоразрядного счетчика U_p , которое выбирается на середине плато ВС.

Лабораторная работа Б

Определение «мертвого времени» газоразрядного счетчика

1. Перед включением установки в сеть установите:

на высоковольтном выпрямителе

– тумблер «Сеть» в положение «Выкл.»;

– регулятор напряжения в крайнее правое положение;

на пересчетном приборе

– переключатель «Вывод» в положение «Непрерывно»;

– переключатель N-T в положение N;

– переключатель «Экспозиция импульсов» в положение 300 с.

2. Включите в сеть высоковольтный выпрямитель и пересчетный прибор, подайте на счетчик рабочее напряжение 420 В.

3. Поместите первый источник излучения под счетчик. На пересчетном приборе сначала нажмите кнопку «Сброс», а затем кнопку «Пуск» и регистрируйте излучение в течение 5 мин. В процессе счета импульсов должна гореть лампочка «Счет». Занесите N_1 в табл. 4.1.2.

4. Не трогая источник, поместите под счетчик второй источник и в течение 5 мин регистрируйте излучение от обоих источников N_{12} .

5. Не трогая второй источник, уберите первый и в течение 5 мин регистрируйте излучение второго источника N_2 .

6. Повторите измерения по пп. 3 – 5 еще 2 раза.

7. Вычислите скорости счета в одну секунду для всех опытов и занесите их в табл. 4.1.3. Заполните табл. 4.1.3 и рассчитайте «мерт-
вое время» установки по формуле (6) для каждого из опытов.

8. Рассчитайте среднее значения «мертвого времени» установки

$$\tau_{cp} = \frac{\sum \tau_i}{3} \text{ и его погрешность } \Delta\tau = 4,3 \sqrt{\frac{\sum (\tau_i - \tau_{cp})^2}{3}}.$$

Таблица 4.1.2

№ опыта	N_1	N_{12}	N_2
1			
2			
3			

Таблица 4.1.3

№ опыта	$n_1 = N_1/t$	$n_2 = N_2/t$	$n_{1,2} = N_{1,2}/t$	n_1^2	n_2^2	$n_{1,2}^2$	τ	τ_{cp}
1								
2								
3								

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Каков механизм возникновения β -излучения?
2. Какие физические процессы происходят в счетчике при регистрации частиц?
3. Объясните механизм гашения разряда в самогасящихся счетчиках.
4. Чем определяется «мертвое время» счетной установки в целом?
5. От чего зависит «мертвое время» газоразрядного счетчика?
6. Почему при определении «мертвого времени» пользуются источниками с высокой активностью и производят измерения в течение продолжительного времени?
7. Объясните рост числа импульсов на участке AB и наклон плато BC .

Лабораторная работа 4-3

Определение энергии и длины волны гамма-квантов с помощью сцинтилляционного счетчика

Цель работы: измерить линейный коэффициент ослабления гамма-излучения, оценить энергию и длину волны гамма-квантов.

Приборы и принадлежности: лабораторный макет ФПК-13, состоящий из сцинтилляционного счетчика и измерительного устройства; радиоактивный препарат; набор железных и алюминиевых фильтров; персональный компьютер с необходимым программным обеспечением.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Гамма-лучи (γ -лучи) представляют собой жесткое электромагнитное излучение с длиной волны $\lambda \sim 10^{-10}$ м и короче. Источниками γ -излучения являются возбужденные ядра атомов, образующиеся при радиоактивном распаде или при ядерных реакциях. Для объяснения возникновения γ -излучения используется модель ядра, называемая моделью ядерных оболочек. Согласно этой модели нейтроны и протоны образуют в ядре ряд оболочек атомов. Полная энергия внутри ядра может принимать лишь вполне определенные дискретные значения $E_0 < E_1 < E_2 < E_3 < \dots$. Низший энергетический уровень E_0 называется нормальным, а более высокие E_i – возбужденными. Возбужденное ядро переходит в нормальное состояние с испусканием γ -лучей с энергией $h\nu_i = E_i - E_0$. Возбуждение ядер происходит обычно при α - и β -распадах. Если в результате α -распада материнского ядра A_ZX с зарядовым числом Z и массовым числом A дочернее ядро ${}^{A-4}_{Z-2}X$ окажется в одном из возбужденных состояний E_i , то α -распад будет сопровождаться последующим (спустя обычно 10^{-13} – 10^{-14} с) излучением γ -кванта или нескольких квантов с энергиями:

$$h\nu_{ik} = E_i - E_k, \quad h\nu_{kl} = E_k - E_l, \quad \dots, \quad h\nu_{no} = E_n - E_o.$$

Гамма-кванты, испускаемые ядрами при радиоактивных превращениях, имеют энергию от нескольких сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт.

Рассмотрим подробнее процесс взаимодействия γ -квантов с веществом. При прохождении узкого параллельного пучка γ -квантов через вещество происходит ослабление потока согласно закону

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (4.2.1)$$

где N_0 и N – начальная плотность и плотность потока γ -квантов на глубине x поглотителя соответственно.

Величина μ носит название *полного линейного коэффициента ослабления излучения* и имеет размерность см^{-1} .

Ослабление потока γ -квантов происходит в основном в результате трех процессов:

- а) фотоэффекта;
- б) комптон-эффекта;
- в) рождения электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра.

В первых двух процессах γ -кванты взаимодействуют с электронами, в третьем – с ядрами. Из-за фотоэффекта и образования пары электрон-позитрон γ -квант исчезает, а комптоновское рассеяние выводит γ -квант из прямого пучка.

Таким образом, полный линейный коэффициент ослабления γ -квантов в веществе является суммой коэффициентов ослабления, характеризующих три процесса:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi}, \quad (4.2.2)$$

где μ_{ϕ} , μ_{κ} и μ_{π} – линейные коэффициенты ослабления для фотоэффекта, комптон-эффекта и рождения пары электрон-позитрон соответственно.

Фотоэлектрическое поглощение. При фотоэффекте γ -квант, сталкиваясь с атомным электроном, полностью поглощается и передает электрону всю энергию. Кинетическая энергия E_k выбитого с i -го уровня электрона рассчитывается с помощью соотношения Эйнштейна $E_k = h\nu - E_i$, где $h\nu$ – энергия кванта, а E_i – энергия связи электрона на i -м уровне. С наибольшей вероятностью фотоэффект происходит на электронах k -оболочки (если $h\nu < E_k$). Чаще всего освободившееся место заполняется затем электронами с вышележащих уровней. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение. Вероятность фотоэффекта сильно зависит от заряда ядра Z (пропорциональна Z^5). В тяжелых

элементах относительная роль фотоэффекта значительно больше, чем в легких. Так, в алюминии фотоэффект практически не играет никакой роли вплоть до самых малых энергий γ -квантов. Фотоэффект является главной причиной поглощения γ -квантов при энергиях, меньших 0,5 МэВ.

Комптоновское рассеяние. Комптоновским рассеянием (или комптон-эффектом) называется упругое столкновение γ -кванта с электроном. При таком столкновении γ -квант передает электрону часть своей энергии, величина которой определяется углом рассеяния. В отличие от фотоэффекта, который может идти только на сильно связанных электронах, комптон-эффект может происходить на свободных электронах. При малых энергиях γ -квантов их поглощение определяется главным образом фотоэффектом, а комптоновское рассеяние роли не играет. Только для энергий γ -кванта, много больших энергий связи электрона в атоме, потери энергии в комптоновском рассеянии становятся существенными, атомные электроны при этом можно рассматривать как свободные. Вероятность комптон-эффекта с ростом энергии фотонов падает далеко не так резко, как у фотоэффекта. При энергиях 0,5 – 5,0 МэВ комптоновское взаимодействие становится главным. Вероятность комптоновского эффекта пропорциональна Z . Отметим в заключение, что в отличие от фотоэффекта эффект Комптона приводит не к поглощению γ -квантов, а к рассеянию и уменьшению их энергии. С уменьшением энергии γ -квантов они начинают все эффективнее поглощаться и, наконец, пропадают.

Образование пар. При энергиях, превышающих $2m_e c^2 = 1,02$ МэВ, что равно удвоенной энергии покоя электрона, становится возможным процесс поглощения γ -лучей, связанных с образованием электрон-позитронных пар. Рождение пар не может происходить в вакууме, оно происходит в электрическом поле ядер. Вероятность этого процесса приблизительно пропорциональна Z^2 и сложным образом зависит от энергии фотона. При энергиях, больших $2m_e c^2$, фотоэффект даже для самых тяжелых ядер уже не играет никакой роли. Вероятность образования пар должна поэтому сравниваться с вероятностью комптон-эффекта. При энергиях, с которыми приходится сталкиваться при изучении распада ядер, рождение пар существенно только в самых тяжелых элементах. Даже у свинца

вероятность рождения пары сравнивается с вероятностью комптон-эффекта только при энергиях 4,7 МэВ.

Вклад каждого процесса во взаимодействие γ -квантов с веществом неодинаков и существенно зависит от энергии γ -квантов и зарядового числа Z вещества. В таблице приводятся данные, показывающие, при каких значениях энергии γ -квантов доминирует один из трех процессов в различных веществах.

Вещество	Зарядовое число Z	Массовое число A	Область энергий, в которой процесс преобладает, эВ		
			Фото- эффект	Комптон- эффект	Образова- ние пар
Воздух	7	14	$<2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4 - 23 \cdot 10^6$	$>23 \cdot 10^6$
Алюминий	13	27	$<5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4 - 15 \cdot 10^6$	$>15 \cdot 10^6$
Медь	29	64	$<15 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4 - 10 \cdot 10^6$	$>10 \cdot 10^6$
Свинец	82	207	$<5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5 - 15 \cdot 10^6$	$>5 \cdot 10^6$

Видно, что фотоэффект преобладает при низких энергиях, комптон-эффект – при средних, а рождение электрон-позитронных пар – при высоких энергиях γ -квантов.

На рис. 4.2.1 для свинца приведены зависимости полного линейного коэффициента ослабления μ , линейного коэффициента поглощения $\mu_{\text{п}}$, связанного с рождением пар, линейного коэффициента поглощения для фотоэффекта $\mu_{\text{ф}}$ и линейного коэффициента ослабления $\mu_{\text{к}}$ для комптон-эффекта от энергии и длины волны γ -квантов.

Как следует из этого рисунка, в свинце образование пар становится доминирующим при $h\nu > 5$ МэВ. При $h\nu < 1$ МэВ поглощение γ -лучей в свинце происходит главным образом за счет фотоэффекта.

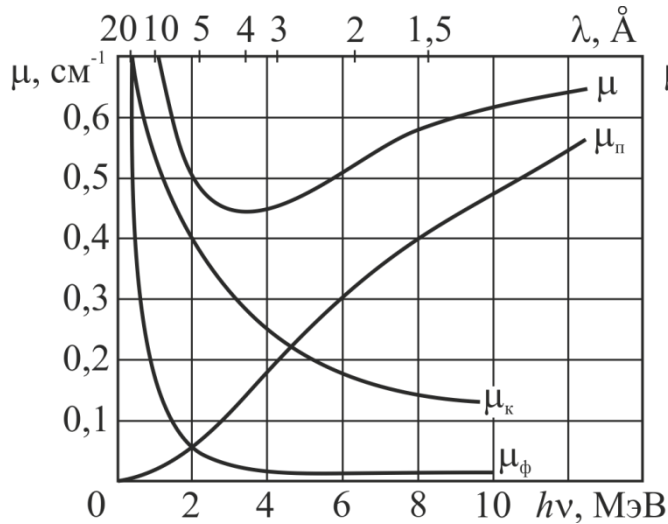


Рис. 4.2.1

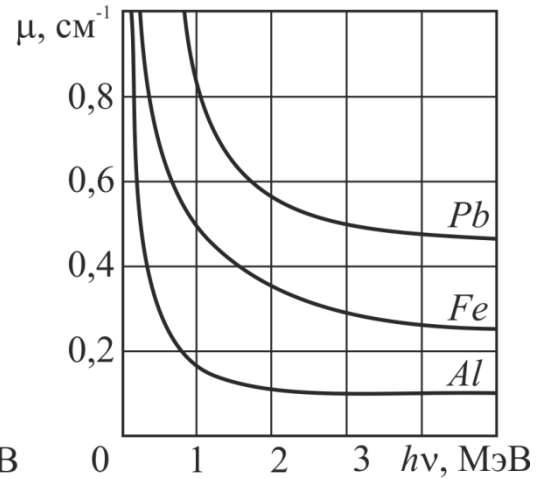


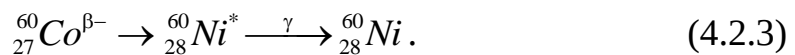
Рис. 4.2.2

Зависимость μ от энергии γ -квантов положена в основу одного из методов γ -спектроскопии.

Коэффициент μ измеряют экспериментально, пользуясь для расчетов формулой (4.2.1). Зная коэффициент поглощения, можно определить энергию γ -излучения источника, пользуясь зависимостями полного линейного коэффициента ослабления от энергии γ -квантов для *Fe*, *Al* и *Pb*, приведенными на рис. 4.2.2.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАКЕТА

В качестве источника γ -лучей применен радиоактивный изотоп кобальта $^{60}_{27}\text{Co}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 5,3$ года. Распад происходит по схеме



Лабораторная установка схематически изображена на рис. 4.2.3. В качестве регистрирующего устройства применен сцинтилляционный счетчик 1, закрепленный на штативе 2. В состав счетчика входят сцинтиллятор, преобразующий энергию ионизирующего излучения в энергию световых вспышек, и фотоэлектронный умножитель, преобразующий световую вспышку в электрический импульс.

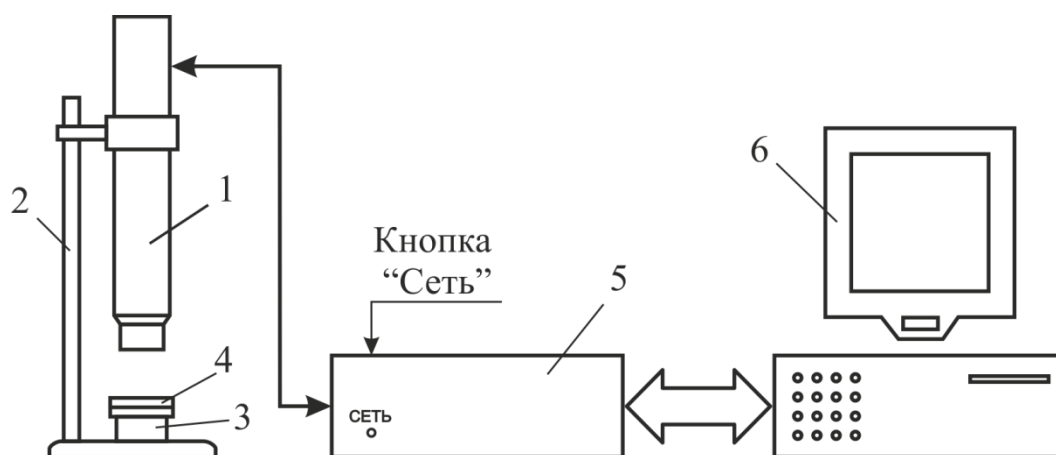


Рис. 4.2.3

Радиоактивный источник ^{60}Co помещается в коллиматор 3 и располагается напротив входного окна счетчика. Между радиоактивным источником и счетчиком помещаются фильтры 4 в виде круглых пластин. Электрические импульсы с фотоэлектронного умножителя поступают на измерительное устройство 5, которое сопряжено с персональным компьютером 6 посредством COM-интерфейса.

Компьютер, снабженный специальной программой, позволяет производить подсчет числа регистрируемых γ -квантов за заданный промежуток времени. Кроме того, на экране выводится распределение γ -квантов по энергиям.

Запуск процедуры счета импульсов производится кнопкой «Пуск», расположенной в нижней части окна программы. Одновременно с началом счета запускается секундомер. Счет импульсов можно остановить в любой момент кнопкой «Стоп». При повторном запуске процедуры счета показания счетчика импульсов обнуляются.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включите компьютер и измерительное устройство (кнопка «Сеть» расположена на задней панели). После загрузки операционной системы запустите программу «ФПК-13».

2. Закройте источник ^{60}Co экраном и, регистрируя γ -кванты, в течение 30 секунд измерьте фон $N_{\text{ф}}$, обусловленный в основном космическим излучением и частицами радиоактивного загрязнения (радиоактивными изотопами, содержащимися в ничтожных количествах практически во всех телах).

3. Проведите измерение испускаемого источником потока N_0 γ -квантов совместно с фоном N_ϕ .

4. Проведите измерение потока N γ -квантов от источника, ослабленного железными и алюминиевыми фильтрами, совместно с фоном N_ϕ в зависимости от толщины d защитного слоя. Измерения производите, увеличивая толщину фильтров до тех пор, пока скорость счета при ослаблении фильтрами не станет равной скорости счета N_ϕ . Вся последовательность измерений должна производиться не менее трех раз, по которым нужно взять среднее.

5. Скорректируйте полученные значения N_0 и N , вычтя из них среднее значение фона N_ϕ .

6. По данным измерений найдите полный линейный коэффициент ослабления μ , пользуясь соотношением (4.2.1). Для этого постройте график зависимости $\ln(N - N_\phi) = f(d)$ для каждого типа фильтров (см. рис. 4.2.4). Убедитесь в том, что эта зависимость линейная. Угловой коэффициент полученной прямой и есть полный линейный коэффициент ослабления:

$$\mu = \frac{\Delta \ln(N - N_\phi)}{\Delta d}.$$

7. По найденным линейным коэффициентам ослабления для железа и алюминия определите энергию γ -квантов, используя графики на рис. 4.2.2. Найдя энергию, определите длину волны γ -излучения.

8. Пользуясь таблицей, определите, какой из трех рассмотренных процессов взаимодействия преобладает при найденной энергии γ -квантов.

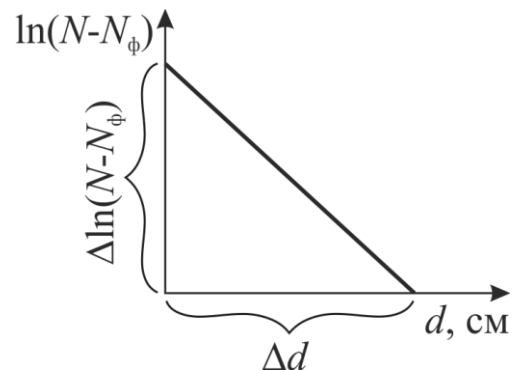


Рис. 4.2.4

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Какова природа γ -излучения?
2. Запишите закон взаимодействия γ -излучения с веществом.
3. Что представляет собой линейный коэффициент ослабления потока γ -квантов? От чего он зависит?
4. Каковы механизмы взаимодействия γ -излучения с веществом?
5. Опишите принцип регистрации γ -квантов с помощью сцинтилляционного счетчика.
6. Опишите методику определения полного линейного коэффициента ослабления, энергии и длины волны γ -квантов.

Лабораторная работа 4-11

Взаимодействие β -излучения с веществом

Цель работы: исследование взаимодействия β -излучения с веществом.

Приборы и принадлежности: источник β -частиц, держатель, набор алюминиевых фильтров, скамья с линейкой, измерительное устройство.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Бета-излучение

Французский физик А. Беккерель в 1896 г. при изучении люминесценции солей урана случайно обнаружил самопроизвольное испускание ими излучения неизвестной природы, обладающее высокой ионизирующей и проникающей способностью. Обнаруженное излучение было названо радиоактивным. Дальнейшие исследования показали, что радиоактивное излучение бывает трёх типов: α -, β - и γ -излучение.

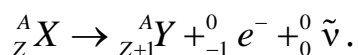
Альфа-излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей и малой проникающей способностью. Альфа-излучение представляет собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$.

Бета-излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, его ионизирующая способность значительно меньше, а проникающая – намного больше, чем у α -излучения. Бета-излучение представляет собой поток быстрых электронов.

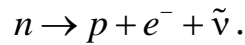
Гамма-излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает слабой ионизирующей и очень большой проникающей способностью. Оно представляет собой электромагнитное излучение с чрезвычайно короткой длиной волны и вследствие этого – ярко выраженными корпускулярными свойствами.

Бета-излучение вызвано радиоактивным превращением ядер, называемым β -распадом. *Бета-распад* – самопроизвольное превращение нестабильного ядра в ядро с тем же массовым числом A , но с зарядом, отличающимся на $\Delta Z = \pm 1$. Существуют три вида β -распада: электронный и позитронный распады и электронный захват.

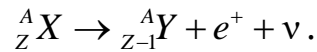
1. В электронном распаде (β^- -распаде) ядро испускает электрон e^- и антинейтрино $\bar{\nu}$:



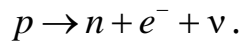
Электрон рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра, – один из нейтронов ядра n в процессе β^- -распада превращается в протон p с испусканием e^- и $\tilde{\nu}$:



2. В позитронном распаде (β^+ -распаде) ядро испускает позитрон e^+ , являющийся античастицей для электрона, и нейтрино ν :



В этом случае протон превращается в нейтрон n с испусканием e^+ и ν :



Так как масса нейтрона больше массы протона, то такой процесс невозможен для свободного протона по энергетическим соображениям. Однако в ядре протон может получить требуемую энергию от других нуклонов.

3. В электронном захвате (ε -захвате) ядро поглощает электрон из атомной оболочки (обычно из K -оболочки) и испускает нейтрино:



В этом распаде не испускается никаких частиц, кроме нейтрино, которые зарегистрировать очень сложно вследствие чрезвычайно слабого взаимодействия их с веществом. Поэтому ε -захват регистрируется по сопровождающему его характеристическому рентгеновскому излучению.

2. Энергетический спектр β -излучения

Исследование энергетического спектра электронов (позитронов) показало, что он является непрерывным (рис. 4.3.1). При β -распаде испускаются электроны (позитроны), энергия которых может иметь любое значение от нуля до некоторого максимального E_{\max} , которое называют граничной энергией β -спектра.

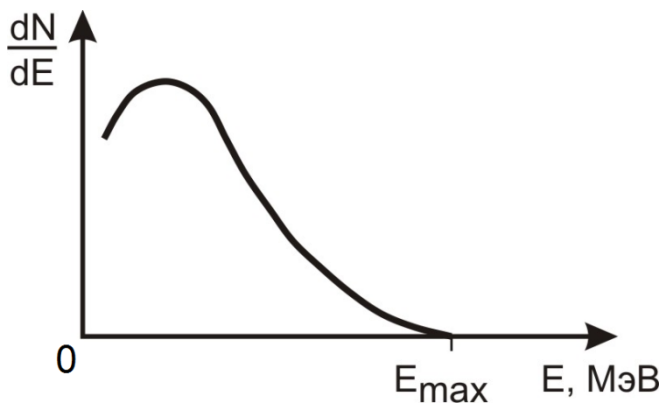


Рис. 4.3.1

Значения E_{\max} для β -частиц от различных радиоактивных изотопов сильно отличаются. Граничная энергия β -излучения определяется по разности энергий состояний, между которыми происходит переход (см. рис. 4.3.2) и которые имеют строго определенную энергию.

Значения E_{\max} для β -частиц от различных радиоактивных изотопов сильно отличаются. Граничная энергия β -излучения определяется по разности энергий состояний, между которыми происходит переход (см. рис. 4.3.2) и которые имеют строго определенную энергию.

Непрерывность β -спектра объясняется тем, что радиоактивное ядро разделяется на три компоненты: 1) дочернее ядро; 2) β -частицу; 3) нейтрино (анти-нейтрино). Освобождающаяся при β -распаде энергия E_{\max} делится между ними. Доля энергии, получаемая ядром, ничтожна из-за большой его массы. Фактически всю энергию уносят электрон

(позитрон) и антинейтрино (нейтрино). Граничная энергия β -излучения соответствует случаю, когда всю освобождающуюся энергию уносит электрон (позитрон).

Энергетически β -распад возможен, если масса покоя системы в начальном состоянии (исходное ядро) больше массы покоя системы в конечном состоянии (конечное ядро и испущенные частицы). Считается, что масса покоя нейтрино (антинейтрино) равна нулю. Поэтому условия неустойчивости ядра по отношению к различным видам β -распада запишутся в виде:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e \quad \beta^- \text{-распад,}$$

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e \quad \beta^+ \text{-распад,}$$

$$M(A, Z) + m_e > M(A, Z + 1) \quad \epsilon\text{-захват,}$$

где $M(A, Z)$ – масса исходного ядра; $M(A, Z + 1)$ – масса конечного ядра; m_e – масса электрона (позитрона).

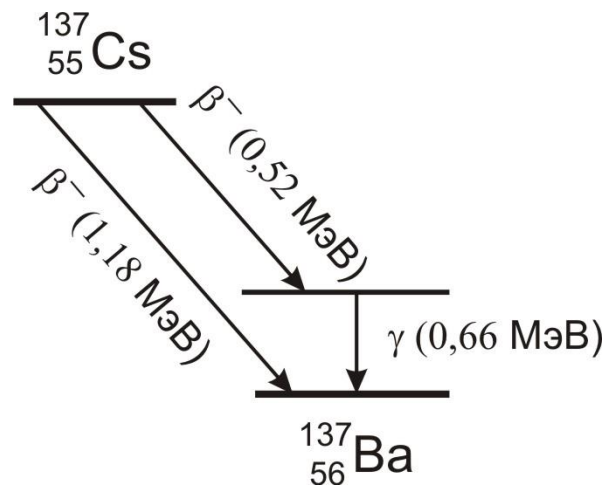


Рис. 4.3.2.

3. Взаимодействие β -излучения с веществом

Бета-частицы, проходя через вещество, теряют кинетическую энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды и на тормозное (электромагнитное) излучение. Поглощение β -излучения в веществе можно описать экспериментально установленным законом: если на слой вещества толщиной l падает узкий параллельный пучок электронов N_0 , то через слой пройдет только N частиц, причем N_0 и N связаны зависимостью

$$N = N_0 e^{-\mu l}, \quad (4.3.1)$$

где μ – линейный коэффициент ослабления. Если l измеряется в см, то μ в см^{-1} , так как μl – безразмерная величина.

Толщину слоя можно измерять в единицах массы, выразив толщину через количество вещества в слое, приходящемся на 1 см^2 поперечного сечения пучка частиц, т.е. г/см^2 . Если толщину слоя, измеренного в г/см^2 , обозначить через l' , то

$$l' = l\rho, \quad (4.3.2)$$

где ρ – плотность вещества, г/см^3 . Соответственно закон поглощения β -излучения записывается в виде:

$$N = N_0 e^{-\mu' l'}, \quad (4.3.3)$$

где μ' – массовый коэффициент ослабления, измеряемый в $\text{см}^2/\text{г}$. Массовый и линейный коэффициенты ослабления связаны зависимостью

$$\mu = \rho \mu'. \quad (4.3.4)$$

Линейный коэффициент зависит от природы поглощающего вещества и граничной энергии β -спектра E_{max} . Массовый коэффициент ослабления главным образом зависит от свойств β -спектра (E_{max}) и примерно одинаков для всех веществ, если порядковые номера Z вещества среды мало отличаются. Зная μ' какого-либо вещества, например алюминия (табл. 4.3.1), по соотношению (4.3.4) можно оценить μ для другого поглотителя.

При исследовании поглощения излучения в веществе часто используют понятие слоя половинного ослабления $D_{1/2}$ – это толщина слоя, ослабляющего направленное ионизирующее излучение в два раза.

Из закона поглощения β -излучения (1) при

$$N = \frac{N_0}{2} \text{ и } l = D_{1/2}$$

получаем, логарифмируя его:

$$D_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \text{ (см)} \quad (4.3.5)$$

или

$$D'_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu'} = \frac{0,693}{\mu'} \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^2} \right). \quad (4.3.6)$$

На практике часто важно знать максимальный пробег β -частиц в веществе, т.е. минимальную толщину слоя вещества, практически полностью поглощающую пучок β -частиц. Максимальный пробег выражают в линейных единицах R_{max} (см) или массовых R'_{max} (г/см^2). Соответственно R_{max} и R'_{max} связаны соотношением:

$$R'_{\max} = R_{\max} \rho. \quad (4.3.7)$$

Для оценки максимального пробега электронов по их максимальной энергии в алюминии можно использовать эмпирические выражения:

$$R_{\max} = 0,407 E_{\max}^{1,36}, \text{ если } 0,15 < E_{\max} < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (4.3.8)$$

$$R_{\max} = 0,542 E_{\max} - 0,163, \text{ если } 0,8 < E_{\max} < 3 \text{ МэВ}. \quad (4.3.9)$$

Если использовано поглощающее вещество из другого материала, то

$$R'_{\max} = \frac{Z_{Al}}{A_{Al}} \frac{A}{Z} R'_{\max Al} = 0,4815 \frac{A}{Z} R'_{\max Al}. \quad (4.3.10)$$

Поправочный коэффициент при $R'_{\max Al}$ обычно мало отличается от 1, например, для меди он равен 1,06.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Лабораторная установка (рис. 4.3.3) состоит из источника β -излучения 1, блока поглотителей 2, торцевого счётчика с блоком питания 3 и измерительного устройства 4. Тумблер включения находится на задней панели измерительного устройства.

1. Установить источник β -излучения и блок поглотителей на скамью счётчика согласно рис. 4.3.3 и открыть защитную крышку окна счётчика.

2. Нажать на передней панели измерительного устройства кнопку «УСТАНОВКА» и кнопками «+» и «-» установить время измерения 10 с.

3. Измерить зависимость скорости счета n от толщины l поглощающего слоя, начиная с $l=0$ (без поглотителя) и последовательно добавляя фильтры до тех пор, пока скорость счета будет примерно постоянной.

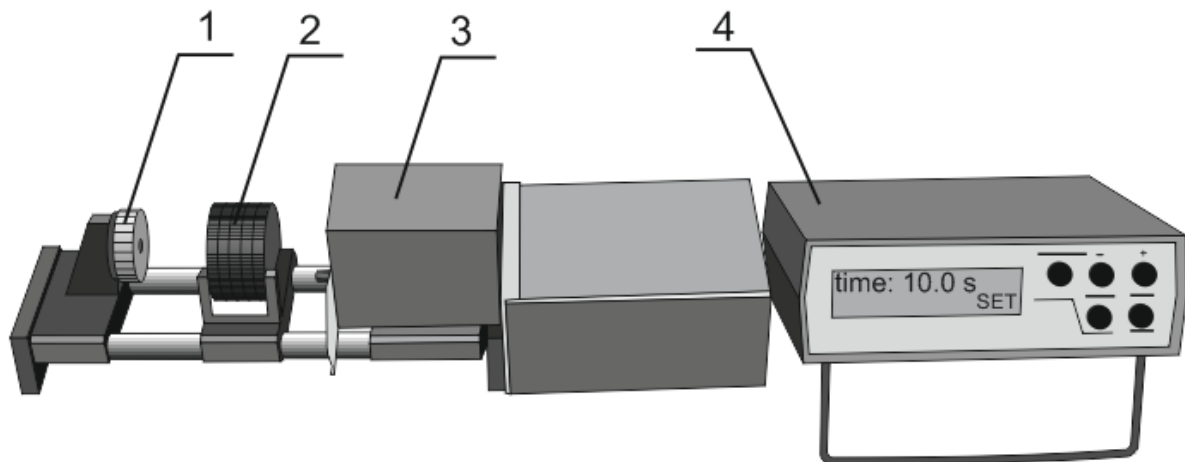


Рис. 4.3.3.

Толщина фильтров поглотителя приведена в табл. 4.3.2. Построить график зависимости $n = f(l)$.

4. По графику зависимости $n = f(l)$ (рис. 4.3.4) определить уровень фона n_ϕ и слой половинного ослабления $D_{1/2}$ как толщину l , соответствующую скорости счета $(n_0 - n_\phi)/2$.

5. Построить зависимость скорости счёта от толщины поглощающего слоя в полулогарифмическом масштабе: $\ln(n - n_\phi) = f(l)$. Экстраполируя прямолинейный участок графика до пересечения с осью l , определить максимальный пробег β -частиц R_{\max} , т.е. толщину слоя, при котором кривая достигает уровня фона (рис. 4.3.5).

6. Определить линейный коэффициент ослабления μ . Логарифмируя закон поглощения (1) и учитывая фон, можно получить:

$$\ln(n - n_\phi) = \ln(n_0 - n_\phi) - \mu l, \quad (4.3.11)$$

откуда следует, что линейный коэффициент ослабления μ равен по модулю угловому коэффициенту зависимости $\ln(n - n_\phi) = f(l)$ и может быть определён по формуле:

$$\mu = \frac{\Delta[\ln(n - n_\phi)]}{\Delta l} = \frac{\ln(n - n_\phi)}{R_{\max}}. \quad (4.3.12)$$

7. Определить линейный коэффициент ослабления μ' , используя формулу (4.3.4), массовый слой половинного ослабления $D'_{1/2}$ по формуле (4.3.6) и массовый максимальный пробег R'_{\max} по формуле (4.3.7). Фильтры поглотителя изготовлены из алюминия, плотность которого $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$.

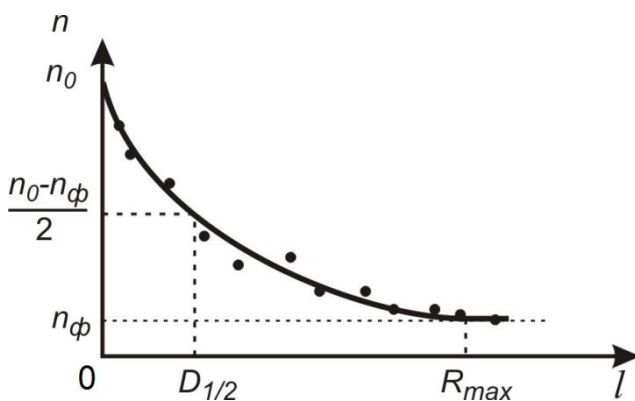


Рис. 4.3.4.

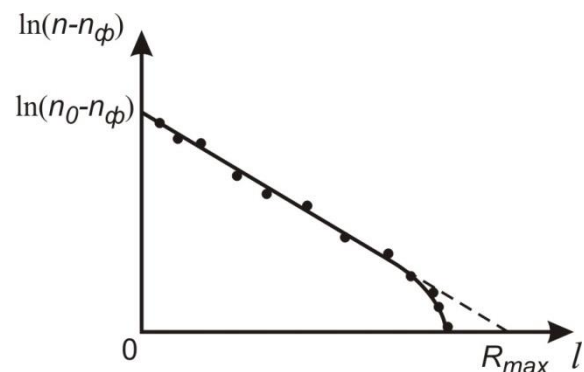


Рис. 4.3.5.

8. По величине R'_{\max} с помощью табл. 4.3.1 определить граничную энергию β -излучения. Сравнить экспериментально найденные и табличные величины $D'_{1/2}$ и μ' для соответствующей граничной энергии.

Таблица 4.3.1

Максимальная энергия частиц E_{\max} , МэВ	Максимальный пробег R'_{\max} , $\frac{\text{МГ}}{\text{см}^2}$	Слой половинного ослабления $D'_{1/2}$, $\frac{\text{МГ}}{\text{см}^2}$	коэффициент ослабления μ' , $\frac{\text{см}^2}{\text{г}}$
0,01	0,16	0,1	6930
0,02	0,70	0,3	2310
0,05	3,9	0,8	866
0,10	14	1,8	385
0,20	42	3,9	178
0,30	76	7,0	99
0,40	115	11,7	59
0,50	160	17,5	40
0,60	220	24	29
0,70	250	30	23
0,80	310	37	19
0,90	350	45	15
1,00	410	53	13
1,25	540	74	9,4
1,50	670	97	7,1
1,75	800	119	5,8
2,00	950	140	5,0
2,50	1220	173	4,0

Таблица 4.3.2

Маркировка фильтра	Толщина, мм
0,5	0,58
1	0,76
2	1,72
4	3,80
6	5,91

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Что такое радиоактивное излучение?
2. Какие существуют виды β -распада?
3. Как доказать, что при β^- -распаде, кроме электронов, излучается анти-нейтрино?
4. Почему β -излучение имеет сплошной энергетический спектр?
5. Как делится энергия β -распада между электроном (позитроном), анти-нейтрино (нейтрино), дочерним ядром и его электронной оболочкой?
6. Почему при прохождении β -излучения через вещество оно ослабляется? Какой вид имеет закон ослабления β -излучения?
7. От каких факторов зависит максимальный пробег β -частиц в веществе?

Лабораторная работа 4-12

Определение длины пробега α -частицы в воздухе и её энергии с помощью счётчика Гейгера

Цель работы: определение длины пробега α -частицы в воздухе при атмосферном давлении и вычисление энергии α -частицы по длине её пробега.

Приборы и принадлежности: источник α -излучения, торцевой счётчик Гейгера - Мюллера, скамья с линейкой, измерительное устройство.

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И МЕТОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Альфа-распадом называется процесс самопроизвольного испускания ядром частиц, состоящих из двух протонов и двух нейтронов (ядер атома гелия ${}_2\text{He}^4$). В результате α -распада «материнское» ядро с зарядовым числом Z и массовым числом A превращается в новое, «дочернее» ядро с зарядовым числом $Z-2$ и массовым числом $A-4$. Разность энергий покоя материнского ядра и продуктов распада, равная по абсолютной величине энергии связи, выделяется в виде кинетической энергии α -частицы у дочернего ядра. У всех известных α -активных изотопов (свыше 200) энергия отдачи дочернего ядра не превосходит 5 % энергии α -частицы, которая лежит в пределах $4 \text{ МэВ} \leq E_\alpha \leq 9 \text{ МэВ}$ для тяжелых ядер $Z > 82$ и $2 \text{ МэВ} \leq E_\alpha \leq 4,4 \text{ МэВ}$ для редкоземельных элементов. В основном α -распад наблюдается у тяжелых ядер с $Z > 82$ (тяжелее свинца).

Количество нераспавшихся ядер изменяется со временем по закону

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (4.4.1)$$

где λ – постоянная распада; N и N_0 – число нераспавшихся ядер в начальный момент и момент времени t . Постоянная распада связана с периодом полураспада T соотношением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}.$$

Период полураспада для известных α -активных изотопов лежит в пределах $3 \cdot 10^{-7} \text{ с} \leq E_\alpha \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$. Постоянная распада λ и энергия α -частицы E_α связаны эмпирическим законом Гейгера - Нэттола

$$\lg \lambda = A \lg E_\alpha + B, \quad (4.4.2)$$

где A и B – постоянные. Чем меньше период полураспада, тем больше энергия α -частицы. В большинстве случаев α -частицы, вылетающие при распаде ядер данного элемента, имеют одинаковые энергии. Некоторые ядра испускают несколько типов моноэнергетических α -частиц, близких по энергиям. Это имеет место в случае, когда дочернее ядро возникает в возбужденном состоянии. При этом энергия α -частицы оказывается меньше наибольшей энергии на величину энергии возбужденного состояния. Избыточная энергия дочернего ядра выделяется через время $\sim 10^{-13}$ с в виде γ -кванта. Альфа-частицы, испускаемые ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, состоят из нескольких моноэнергетических групп ($E_\alpha = 5,156$ МэВ; $5,143$ МэВ; $5,106$ МэВ).

Как известно, протоны и нейтроны удерживаются в ядре короткодействующими ядерными силами, превосходящими силы кулоновского взаимодействия на расстояниях до 10^{-13} см, т.е. радиус ядра r_j имеет величину такого порядка.

Будем считать, что α -частица существует и движется как целое в ядре еще до его распада (одночастичная модель). Зависимость потенциальной энергии взаимодействия α -частицы с ядром от расстояния между ними представлена на рис. 4.4.1.

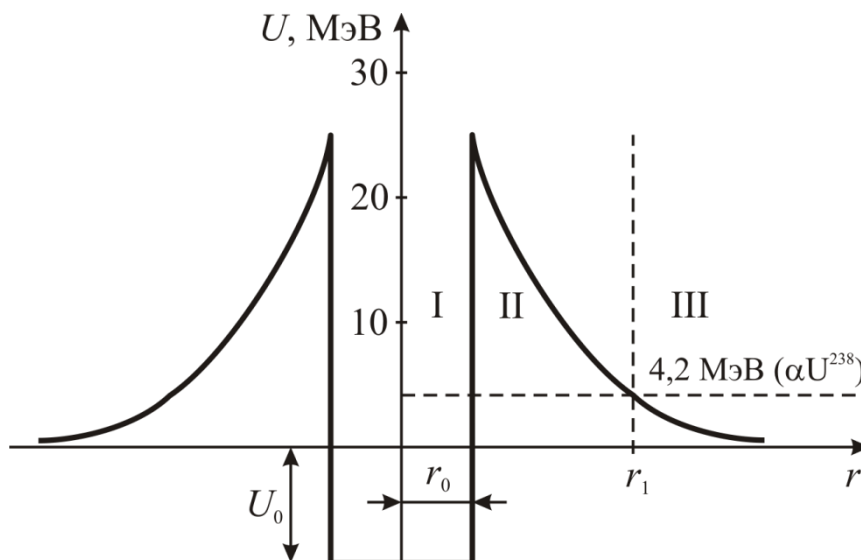


Рис. 4.4.1

При $r < r_0$ потенциальная энергия α -частицы принимается постоянной U_0 (участок I). Крутой спад на границе с участком II вызывается короткодействующими ядерными силами притяжения. При $r > r_0$, когда на

α -частицу действуют только силы кулоновского отталкивания, ход потенциальной кривой описывается формулой для энергии взаимодействия точечных зарядов:

$$U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r},$$

где Ze – заряд точечного ядра, $2e$ – заряд α -частицы. На границе ядра высота потенциального барьера, рассчитанная по этой формуле, для ${}_{92}\text{U}^{238}$ составляет около 25 МэВ, тогда как средняя энергия α -частицы 4,2 МэВ. Чтобы вылететь из ядра, α -частица должна пройти область расстояний от r_0 до r_1 , в которой потенциальная энергия больше полной и где, согласно законам классической механики, она не может пребывать без нарушения закона сохранения энергии. Таким образом, классическая механика не объясняет, почему α -частица преодолевает при распаде потенциальный барьер, превышающий величину ее энергии.

Основные закономерности α -распада были объяснены советским ученым Гамовым в 1928 году на основе квантовой теории. Квантовая механика показывает, что при любой конечной высоте потенциального барьера падающая на него заряженная частица, полная энергия которой положительна, имеет малую, но конечную вероятность «просочиться» через барьер («туннельный эффект»).

Состояние микрочастицы в квантовой механике описывается волновой функцией $\psi(r)$, квадрат которой характеризует плотность вероятности нахождения частицы в данном месте. Рассмотрим движение α -частицы, которая последовательно проходит области I, II, III (рис. 4.4.1) слева направо, и оценим вероятность того, что она пройдет в область III, т.е. покинет ядро.

Волновая ψ -функция находится из решения уравнения Шредингера. Фактически в ядре существует некоторое динамическое равновесие, при котором α -частицы непрерывно возникают и распадаются.

В области I ($r < r_0$) волновая функция представляет собой волну де Бройля:

$$\psi_I = \exp\left(\frac{ir}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 + E_\alpha)}\right).$$

Попадая внутрь барьера, волна быстро затухает, и в области II ψ -функция для барьера прямоугольной формы имеет вид

$$\psi_{II} = \exp\left(-\frac{r}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E_\alpha)}\right).$$

Вне барьера в области III волновая функция выражается как

$$\psi_{III} = \exp\left(\frac{ir}{\hbar} \sqrt{2mE_\alpha}\right).$$

Вероятность просачивания частицы сквозь барьер D определяется отношением

$$D = \frac{|\psi_I|^2}{|\psi_{III}|^2}.$$

Это отношение называется коэффициентом прозрачности. В соответствии с моделью Гамова для α -распада вероятность прохождения α -частицей барьера с произвольной формой $U(r)$ за одно столкновение, т.е. прозрачность D , определяется соотношением

$$D = \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{2m[U(r) - E_\alpha]} dr\right\}.$$

Пределы интегрирования определяются пересечением потенциальной кривой с прямой, соответствующей энергии α -частицы ($U(r_1) = E_\alpha$). Из этого выражения видно, что прозрачность барьера D в основном определяется его толщиной, которая, в свою очередь, зависит от энергии α -частицы E_α . Чем больше E_α , тем тоньше барьер (см. рис. 4.4.1), а следовательно, и больше прозрачность D . Подставив в это выражение $U(r)$ и проинтегрировав его, получим:

$$D \approx \exp\left\{-\frac{Ze^2}{2\hbar\epsilon_0} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_\alpha}}\right\}, \quad U(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{r}.$$

Имея скорость v , α -частица в ядре радиусом r_0 в среднем $v = \frac{v}{2r_0}$ раз в секунду подходит к границе ядра. При каждом подходе вероятность выхода из ядра равна D . Поэтому произведение частоты колебаний α -частицы внутри ядра v и D даст вероятность α -распада данного ядра за одну секунду, т.е. постоянную распада

$$\lambda = \nu D = \frac{\nu}{2r_0} \exp \left\{ - \frac{Ze^2}{2\hbar\epsilon_0} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_\alpha}} \right\}. \quad (4.4.3)$$

Формула (4.4.3) обуславливает чрезвычайно резкую зависимость вероятности α -распада от энергии α -частицы. Так, изменение энергии α -частицы на 10 % приводит к изменению вероятности α -распада примерно в 1000 раз.

Для торможения быстрых частиц в воздухе одна пара ионов образуется на каждые 35 эВ энергии, теряемой частицей. Немного меньшая доля энергии тратится на возбуждение атомов вещества. Альфа-частица, обладающая энергией в несколько мегаэлектронвольт, образует громадное количество ионов ($\sim 10^5$), теряя на это свою энергию, после чего присоединяет два электрона, превращаясь в атом гелия. Полный путь, проходимый α -частицей до потери ею энергии, называется ее пробегом. Длина этого пути зависит от плотности среды и начальной энергии частицы.

Удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату ее заряда, концентрации электронов в среде и некоторой функции ее скорости. Взаимодействуя с электронами среды, α -частица мало отклоняется от первоначального направления, поэтому ее пробег измеряют по прямой, соединяющей источник частиц с точкой ее остановки.

Длину пробега α -частицы в воздухе определяют, измеряя число частиц N , достигших детектора α -частиц, в зависимости от расстояния до радиоактивного источника h . Поскольку α -частицы вылетают из ядра с одинаковой энергией, то можно бы ожидать, что все они имеют одинаковый пробег и число частиц, зарегистрированных счетчиком, резко оборвется при расстояниях, больших пробега α -частицы.

Однако обычные экспериментальные зависимости имеют вид, показанный на рис. 4.4.2, не совпадающий с ожидаемым. Причина связана как с тем, что большинство α -источников испускает α -частицы с несколькими значениями энергий, так и со статистическими флуктуациями процессов, в которых α -частица теряет энергию.

Во-первых, из-за конечной толщины α -источника имеет место потеря энергии α -частиц в самом источнике у частиц, испускаемых из глубины; во-вторых, α -частицы могут захватывать один или два электрона, что ведет к уменьшению потерь энергии на тех участках пути, которые частица проходит, обладая уменьшенным зарядом; в-третьих, частицы, вылетевшие в

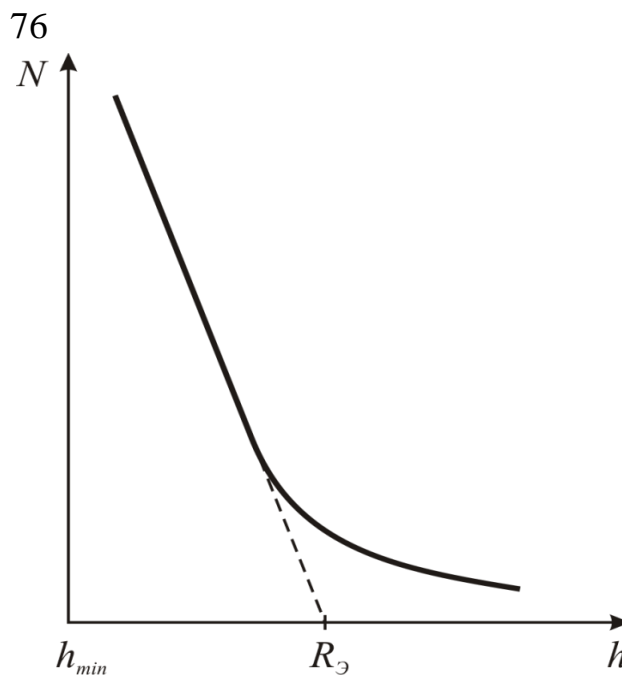


Рис. 4.4.2

направлении, перпендикулярном к поверхности счётчика, достигают его с большим значением энергии, чем вылетевшие под острым углом, а следовательно, имеют большую вероятность регистрации.

Длина пробега характеризуется или средним пробегом R_{cp} , который может быть определён с помощью трековых детекторов, или экстраполированным пробегом $R_э$, который находится продолжением прямолинейного участка (рис. 4.4.2), где наблюдается быстрый спад, до пересечения с осью абсцисс. Величины этих пробегов близки друг другу.

Средний пробег моноэнергетических частиц в воздухе при нормальных условиях определяют по эмпирической формуле

$$R_э = 0,32 E_\alpha^{3/2}, \quad (4.4.4)$$

где $R_э$ выражается в сантиметрах, а E_α – в мегаэлектронвольтах.

Зная пробег α -частицы в воздухе и плотность воздуха $\rho_э$, можно рассчитать пробег α -частицы R в веществе с плотностью ρ :

$$R = \frac{R_э \rho_э}{\rho}.$$

Пробег в воздухе составляет несколько сантиметров, в биологических тканях – десятки микрометров; расчеты показывают, что один лист бумаги из тетради задерживает α -частицы.

В настоящей работе измеряется пробег α -частицы изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ в воздухе при нормальных условиях, а затем по формуле (4.4.4) рассчитывается энергия α -частицы.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

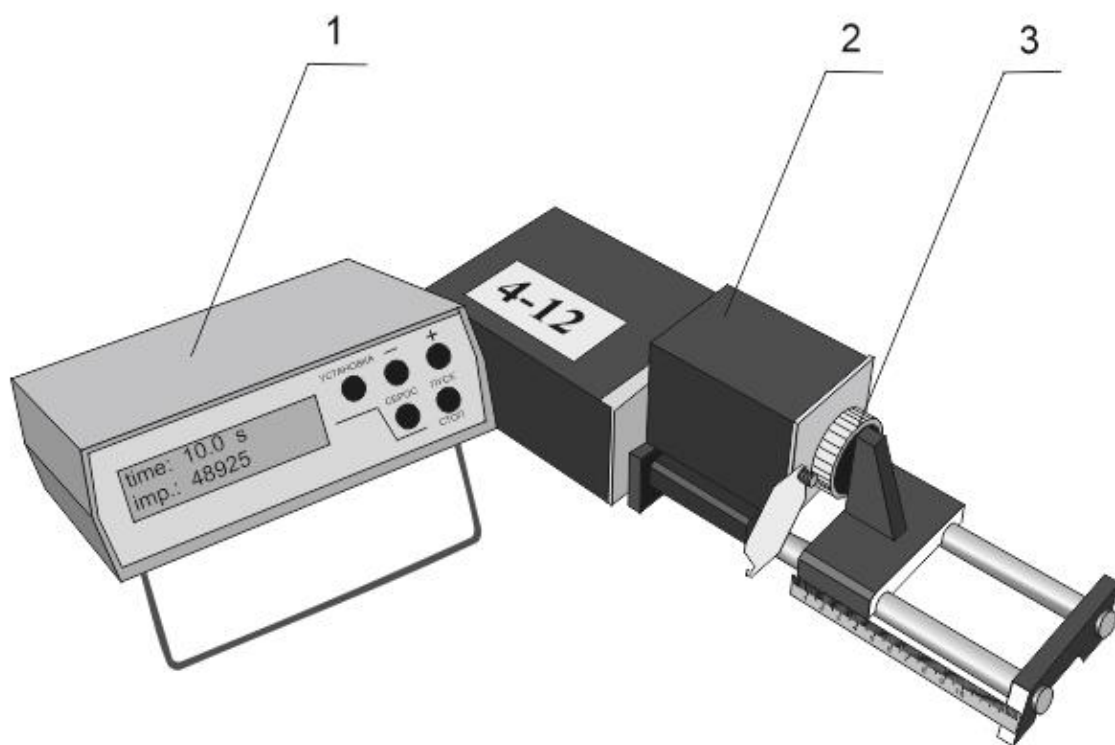


Рис. 4.4.3

Установка для определения длины пробега α -частицы (рис. 4.4.3) включает в себя радиоактивный препарат ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, размещённый в держателе 3 торцевого счётчика Гейгера – Мюллера с блоком питания 2, и измерительное устройство 1. Рабочая поверхность торцевого счётчика закрыта защитной шторкой. Тумблер включения находится на задней панели измерительного устройства.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Установить источник α -излучения на скамью счётчика согласно рис. 4.4.3 и открыть защитную крышку окна счётчика (при этом и в дальнейшей работе соблюдайте осторожность, чтобы не повредить рабочую поверхность счетчика).
2. Включить установку выключателем «Сеть» на задней панели измерительного устройства.
3. Нажать на передней панели измерительного устройства кнопку «УСТАНОВКА» и кнопками «+» и «-» установить время измерения 10 с.

4. Нажать кнопку «Сброс», при этом во всех разрядах должны индцироваться нули.

5. Для измерения скорости счёта нажать кнопку «Пуск/стоп», после чего должны появиться и нарастать показания количества частиц и секунд. По истечении установленного времени (10 с) измерение должно автоматически прекратиться. На индикаторе должны зафиксироваться значение «10.0 s» и некоторое число, соответствующее количеству подсчитанных частиц. Нажать кнопку «Сброс».

6. Изменяя расстояние между источником и счетчиком, провести серию аналогичных измерений через 1 мм до того момента, пока дальнейшее увеличение расстояний не будет изменять скорость счета.

7. Построить график зависимости $N = f(h)$ и определить экстраполированный пробег α -частиц с наибольшей энергией R_α .

8. По формуле (4.4.4) определить наибольшую энергию α -частицы ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.

9. По окончании работы необходимо нажать кнопку «Сброс», после чего выключить питание установки выключателем «Сеть», закрыть рабочую поверхность счетчика защитной шторкой (соблюдайте осторожность!), снять со скамьи держатель источника с источником α -излучения и сдать его на хранение.

ВОПРОСЫ И ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. Каковы основные закономерности и особенности α -распада?
2. Как связаны период полураспада α -активных изотопов и энергия α -частиц?
3. Что такое пробег α -частиц и как, зная пробег α -частиц в воздухе, определить их пробег в любом веществе?
4. В чем причина разброса пробегов α -частиц?
5. Какие из закономерностей α -распада нельзя объяснить с точки зрения классической физики?
6. Объяснить ход экспериментальной зависимости числа α -частиц от расстояния между источником α -частиц и детектором.
7. Устройство и принцип работы счетчика Гейгера - Мюллера.

Библиографический список

1. Физическая энциклопедия / под ред. А. М. Прохорова. Т. 1 – 5. М.: Сов. энциклопедия; Большая российская энциклопедия, 1988 – 1998.
2. Физический энциклопедический словарь / гл. ред. А. М. Прохоров, ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. – М.: Сов. энциклопедия, 1984. – 944 с., ил., 2 л. цв. ил.
3. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 9-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
4. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
5. Савельев И. В. Курс физики: учебник. Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Лань, 2008. – 406 с.
6. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учебник. Т. 5: Атомная и ядерная физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 784 с.
7. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х т. Т.1. Физика атомного ядра. – СПб.: Издательство «Лань», 2009. – 384 с.
8. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х т. Т.2. Физика ядерных реакций. – СПб.: Издательство «Лань», 2009. – 299 с.
9. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х т. Т.3. Физика элементарных частиц. – СПб.: Издательство «Лань», 2008. – 412 с.

Оглавление

1. Основы ядерной физики	1
1.1. Строение атомного ядра и его основные свойства	1
1.2. Энергия связи, ядерные силы и модели ядра	4
1.3. Радиоактивность	8
1.4. Закономерности альфа- и бета-распадов	12
1.5. Ядерные реакции	15
2. Детекторы радиоактивных излучений	19
2.1. Электронные детекторы	20
2.2. Трековые детекторы	30
3. Современная физическая картина мира	34
3.1. Элементарные частицы	35
3.2. Фундаментальные взаимодействия	38
4. Лабораторные работы	43
Лабораторная работа 4-1. Изучение счетчика Гейгера	43
Лабораторная работа 4-3. Определение энергии и длины волны гамма-квантов с помощью сцинтилляционного счетчика	55
Лабораторная работа 4-11. Взаимодействие β -излучения с веществом	63
Лабораторная работа 4-12. Определение длины пробега α -частицы в воздухе и её энергии с помощью счётчика Гейгера	71
Библиографический список	79