

Лабораторная работа № 16

Бета-распад. Внутренняя конверсия гамма-квантов

В лабораторной работе изучается явление β -распада ядер, измеряется энергетический спектр электронов β -распада ядра ^{137}Cs и электронов образующихся в результате внутренней конверсии γ -квантов в ядре ^{137}Ba и определяется максимальная энергия β -спектра ^{137}Cs .

- 1. Бета-распад**
- 2. Внутренняя конверсия**
- 3. Экспериментальная установка**
- 4. Порядок выполнения работы**
- 5. Полупроводниковые детекторы**
- 6. Контрольные вопросы и задачи**

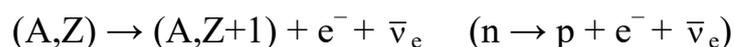
1. Бета-распад

Бета-распад – спонтанное превращение ядра (A, Z) в ядро $(A, Z \pm 1)$ в результате испускания лептонов (электрон и антинейтрино, позитрон и нейтрино), либо поглощения электрона атомной оболочки с испусканием нейтрино (e-захват).

Характерной чертой всех видов β -распада является испускание электронного нейтрино или электронного антинейтрино. Впервые гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута Паули в 1930 г. для объяснения непрерывного характера спектра β^\pm -распада. В настоящее время существование нейтрино (антинейтрино) доказано. У нейтрино есть масса (о чем свидетельствуют измерения нейтринных осцилляций), однако она очень мала. Сумма масс всех типов нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) составляет всего $0,11 \pm 0,03$ эВ. Спин нейтрино (антинейтрино) равен $1/2$ (в единицах постоянной Планка \hbar). Нейтрино и антинейтрино отличаются знаками поляризации: у нейтрино спин антипараллелен направлению движения (левый винт), у антинейтрино – параллелен направлению движения (правый винт).

Нейтрино и антинейтрино не участвуют в сильных и электромагнитных процессах. Поэтому эффективное сечение взаимодействия нейтрино с энергией < 10 МэВ с веществом чрезвычайно мало ($\sigma < 10^{-43}$ см²), что соответствует длине свободного пробега в твёрдой среде в несколько тысяч световых лет. Только в 1956 г. Коуэну и Райнесу удалось зарегистрировать антинейтрино с веществом.

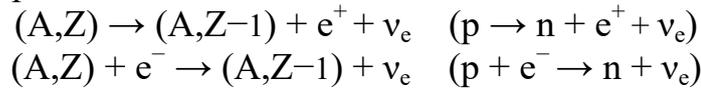
В процессе β^- -распада происходит превращение одного из нейтронов ядра в протон.



Нейтрон распадается вышеприведенным способом также и в свободном

состоянии с периодом полураспада $T_{1/2} = 11,7$ мин.

В процессах β^+ -распада и e -захвата происходит превращение одного из протонов ядра в нейтрон.



Свободный протон не может распадаться на нейтрон, т.к. масса протона меньше массы нейтрона. Однако, для связанного в атомном ядре протона β^+ -распад становится возможным.

Т.к. масса ядра много больше масс лептонов, энергия отдачи ядра мала и выделяющуюся в результате β -распада энергию в основном уносят лептоны (электрон, электронное антинейтрино позитрон, электронное нейтрино).

При e -захвате в конечном состоянии образуется 2 частицы: ядро и электронное нейтрино. Система из двух уравнений (закон сохранения энергии и закон сохранения импульса) в этом случае имеет единственное решение, энергии конечного ядра и нейтрино определяются однозначно и энергетический спектр нейтрино дискретный.

При β^- и β^+ -распадах образуется 3 частицы: ядро и два лептона. Вылет частиц возможен в разных направлениях, и они могут иметь разные импульсы, поэтому энергетические спектры частиц являются непрерывными.

Ядра, испытывающие β -распад, расположены по всей периодической системе элементов.

Дифференцированием формулы Вайцеккера для энергии связи ядра

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

учитывая, что от Z в основном зависят кулоновская энергия (третий член в формуле 1) и энергия спаривания (четвертый член), можно получить равновесное число протонов в ядре (при фиксированном A), которое определяется максимумом энергии связи.

$$Z_{равн} = \frac{2a_4 A}{a_3 A^3 + 4a_4} \approx \frac{A}{0,015A^3 + 2} \quad (2)$$

При $Z < Z_{равн}$ ядро нестабильно к β^- -распаду, а при $Z > Z_{равн}$ к β^+ -распаду и e -захвату. При всех A β -стабильные ядра должны группироваться вокруг

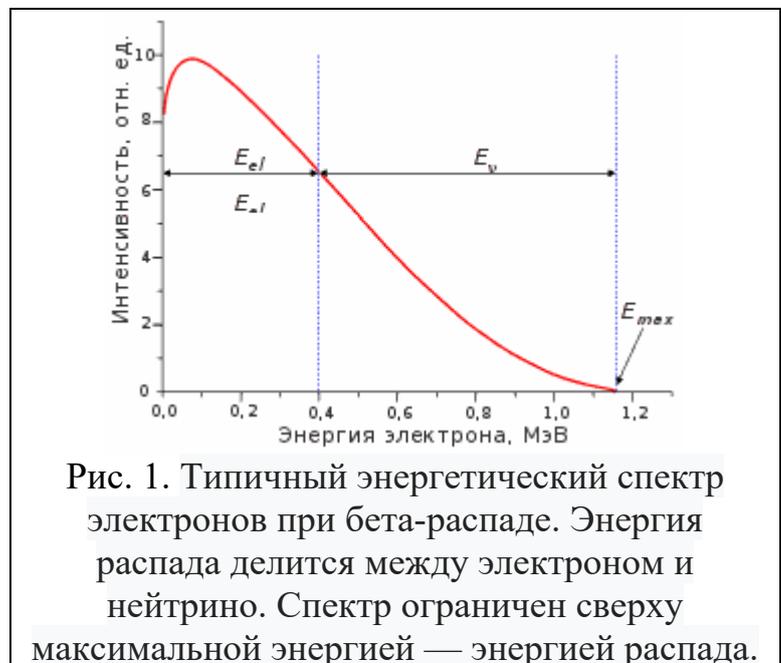


Рис. 1. Типичный энергетический спектр электронов при бета-распаде. Энергия распада делится между электроном и нейтрино. Спектр ограничен сверху максимальной энергией — энергией распада.

значений $Z_{\text{равн}}$. При малых A $Z_{\text{равн}} \simeq A/2$ т. е. стабильные легкие ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов (роль кулоновской энергии мала). С ростом A роль кулоновской энергии увеличивается, и количество нейтронов в устойчивых ядрах начинает превышать количество протонов.

На левой части рис.2 показаны парабола масс для ядер с нечетным $A = 125$. Стабильное ядро ^{125}Te находится в минимуме массовой параболы (соответственно в максимуме параболы для энергии связи). ^{125}In , ^{125}Sn , ^{125}Sb подвержены β^- -распаду, ^{125}I , ^{125}Xe , ^{125}Cs , ^{125}Ba – β^+ -распаду. Чем больше энергия бета-распада ядер (разность масс между соседними изобарами), тем они дальше от линии стабильности.

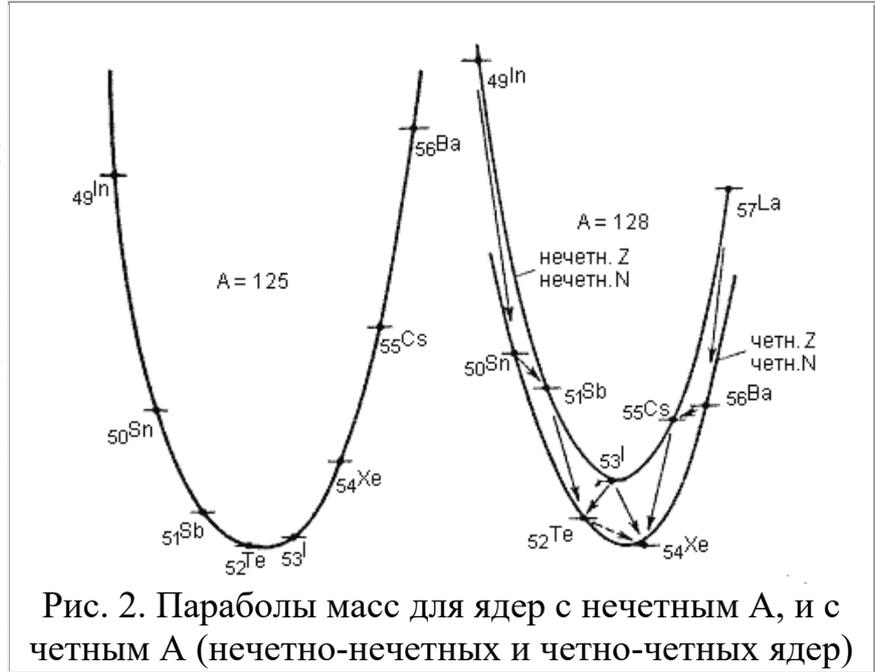


Рис. 2. Параболы масс для ядер с нечетным A , и с четным A (нечетно-нечетных и четно-четных ядер)

Для четных A вместо одной параболы, за счет энергии спаривания (последний член в формуле (1)), получаются две параболы (правая часть рис.1): для нечетно-нечетных ядер и для четно-четных. Несмотря на то, что энергия спаривания невелика по сравнению с полной энергией связи ядра (для ядер с $A \sim 100$ энергия связи порядка 1000 МэВ, расстояние между параболом около 2 МэВ), это приводит к важным следствиям. Некоторые нечетно-нечетные ядра (например ^{128}I) могут испытывать как β^- -распад, так и β^+ -распад и e -захват.

Рассмотрим энергетические условия β -распада. β -распад возможен, если масса системы в начальном состоянии больше её массы в конечном состоянии. Полагая массу электронного нейтрино равной нулю, энергетические условия β -распада можно записать в следующем виде:

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

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

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

где m_e – масса электрона, $M(Z, A)$ – масса ядра с атомным номером Z и массовым числом A . Однако, в таблицах масс, получаемых методами масс-спектрометрии, приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Пользуясь очевидным равенством (справедливым с точностью до энергии связи электрона в атомах) $M(Z, A) = M^{\text{ат}}(Z,A) + Zm_e$, получим энергетические условия β -распада, выраженные через массы нейтральных атомов

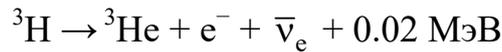
$$M^{\text{ат}}(Z, A) > M^{\text{ат}}(Z + 1, A) \quad (\beta^- \text{-распад})$$

$$M^{\text{ат}}(Z, A) > M^{\text{ат}}(Z-1, A) + 2m_e \quad (\beta^+ \text{-распад})$$

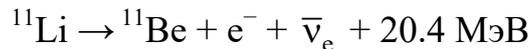
$$M^{\text{ат}}(Z, A) > M^{\text{ат}}(Z-1, A) \quad (\text{e-захват})$$

Из этих условий следует, что все β^+ -активные ядра должны одновременно испытывать и e-захват.

Измеренные энергии β -распада варьируются от 0.02 МэВ



до ~ 20 МэВ



В результате β -распада конечное ядро может образовываться как в основном состоянии ($E_{\text{воз}} = 0$), так и в одном из возбужденных состояний ($E_{\text{воз}} > 0$). Энергия бета-распада в этом случае будет

$$Q_\beta = M_i - M_f - E_{\text{воз}},$$

где M_i и M_f – суммарные массы в начале и в конце распада.

Бета-распад происходит в результате слабого взаимодействия. Основы теории слабых взаимодействий и β -распада были заложены Ферми в 1934 г. К 1958 г. эта теория была обобщена в универсальную четырехфермионную теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех фермионов, т.е. частиц с полуцелыми спинами.

В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в новой теории – объединенной теории электро-слабых взаимодействий. Согласно этой теории, слабое



Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для β^- -распада

взаимодействие осуществляется путем обмена виртуальными промежуточными бозонами. На кварковом уровне при бета-распаде происходит переход d-кварка в u-кварк или наоборот. На рис. 3 показана диаграмма Фейнмана β^- -распада. Промежуточные бозоны (W^-, W^+, Z) были открыты в 1983 г. Они имеют большие массы: $m_W = 80$ ГэВ, $m_Z = 91$ ГэВ. Отсюда для радиуса слабых сил $r_{\text{сл}}$ из соотношения неопределённости получаем очень малую величину

$$r_{\text{сл}} \approx \hbar/m_{W,Z} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Фм.}$$

Малая величина слабых сил позволяет для получения вероятности β -распада использовать квантовомеханическую теорию возмущений и записать вероятность распада в единицу времени λ в виде (золотое правило Ферми)

$$\lambda = (2\pi/\hbar)|M_{\text{fi}}|^2 \rho_f(E) \quad (3)$$

где M_{fi} – матричный элемент бета-распада (амплитуда квантовых переходов между начальным и конечным состояниями), $\rho_f(E)$ – плотность конечных

состояний. Вероятность распадов пропорциональна квадрату матричного элемента и плотности конечных состояний.

Пренебрегая энергией отдачи ядра, полагая массу нейтрино равной нулю и выразив плотность конечных состояний через кинетическую энергию электронов, для распределения числа электронов в зависимости от их энергии можно записать:

$$dN_e(Q_\beta, T_e) \sim |M_{fi}|^2 [T_e(T_e + 2m_e c^2)]^{1/2} (T_e + m_e c^2)(Q_\beta - T_e)^2 F(T_e, Z) dT_e. \quad (4)$$

Бета-спектр искажается кулоновским полем атома, которое складывается из поля ядра и электронной оболочки. Поэтому в выражение (4) добавлен множитель $F(T_e, Z)$, который определяется как отношение вероятности нахождения электрона в некоторой точке с учетом поля атома ($Z \neq 0$) к вероятности без учета поля ($Z = 0$). Искажение, вносимое в бета-спектр кулоновским полем атома, особенно существенно в начале спектра, т. е. для частиц с малой энергией. При этом центр тяжести кривой распределения смещается в сторону малых энергий для электронов и больших энергий для позитронов (рис. 4).



Рис. 4. Влияние кулоновского поля на бета-спектр

Полная вероятность бета-распада ядра в единицу времени λ т. е. величина, обратная среднему времени жизни ядра по отношению к бета-распаду, получается интегрированием (4) с учетом поправки $F(T_e, Z)$. Для ультррелятивистских электронов ($T_e \gg m_e c^2$), предполагая $M_{fi} = \text{const}$ имеем

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \sim \int_0^{Q_\beta} T_e^2 (Q_\beta - T_e)^2 dT_e \sim Q_\beta^5. \quad (5)$$

Такая зависимость вероятности от энерговыделения характерна не только для бета-распада, но и для других слабых распадов и носит название **правила Сарджента**.

Бета-распады разделяются на разрешенные и запрещенные, различающиеся вероятностями переходов. К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент l , уносимый электроном и нейтрино, равен нулю. Форма бета-спектра в этом случае определяется только плотностью конечных состояний. Запрещенные переходы подразделяются по порядку запрета, который определяется орбитальным моментом l . Если $l = 1$, то это запрещенный переход первого порядка, $l_{\min} = 2$ — второго порядка и т.д. При прочих равных условиях отношения вероятностей вылета частицы с орбитальными моментами $l = 0$ (w_0) и $l \neq 0$ (w_l)

$$w_l/w_0 \approx \hbar c (R/\lambda)^{2l} \approx (RQ_\beta/\hbar c)^{2l}, \quad (6)$$

где R — радиус ядра, λ — длина волны лептонов, Q_β — энергия бета-распада. Вероятность β -перехода убывает приблизительно в 10^4 раз при увеличении порядка запрета на 1.

Бета-распады также делятся на переходы типа Ферми, при которых спины вылетающих лептонов антипараллельны, и типа Гамова - Теллера, при которых спины вылетающих лептонов параллельны.

Правила отбора для полного момента и четности в случае бета-распада можно записать в виде

$$|J_i - J_f| \leq |\vec{s}_e + \vec{s}_\nu + \vec{l}| \leq J_i + J_f, \quad (7)$$

$$P_i = P_f (-1)^l,$$

где l – суммарный орбитальный момент пары лептонов, J_i, P_i, J_f, P_f – спины и четности начального и конечного ядер, \vec{s}_e, \vec{s}_ν – спины лептонов. Вероятность бета-переходов в основном определяется минимальным орбитальным моментом пары лептонов l_{\min} , удовлетворяющим правила отбора (7).

2. Внутренняя конверсия

Одним из способов снятия возбуждения в ядре является испускание γ -квантов вследствие γ -переходов из одного возбужденного состояния в другое с меньшей энергией или в основное.

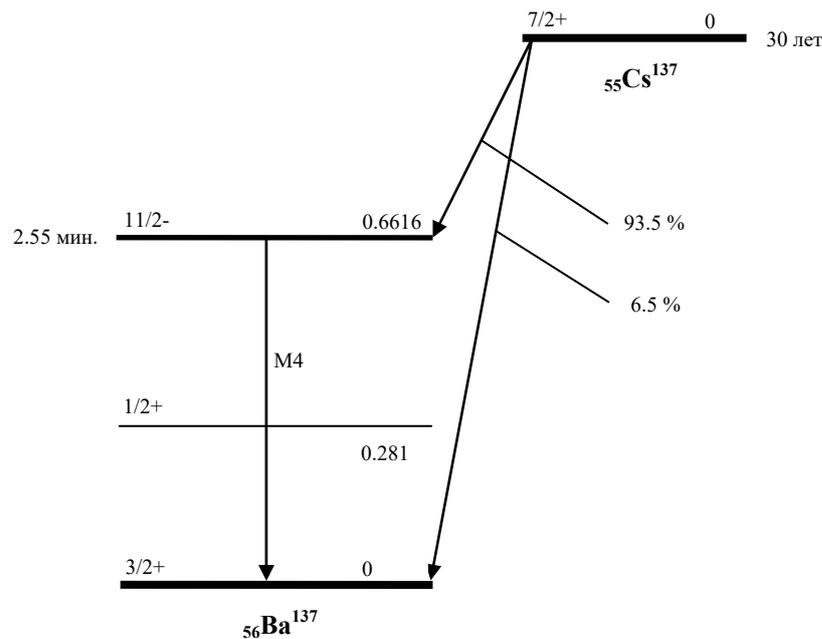


Рис. 5. Схема β^- -распада ядра ^{137}Cs и уровни возбуждения в ядре ^{137}Ba .

Как показано на Рис. 5, 93.5 % распадов ядра ^{137}Cs происходит на уровень $11/2^-$ ядра ^{137}Ba , время жизни которого – 2.55 мин. Уровни с большим временем жизни называются изомерными, а ядра находящиеся в таких долгоживущих возбужденных состояниях – изомерами.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в состояние с меньшей энергией возбуждения не только путем испускания γ -кванта, но и путем непосредственной (без предварительного испускания γ -кванта) передачи энергии одному из электронов атомной оболочки, вследствие чего, электрон покидает атом. Это возможно, т.к. волновые функции ядра и нижних атомных оболочек перекрываются. Такой процесс носит название внутренней конверсии.

Моноэнергичность вылетающих при внутренней конверсии электронов

позволяет отличить их от электронов β -распада, спектр которых непрерывен. Наличие нескольких близких пиков соответствует выбиванию электронов из различных атомных оболочек.

В процессе внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого T_e равна энергии E ядерного перехода, уменьшенной на энергию связи электрона в атомной оболочке E_I :

$$T_e = E - E_I.$$

С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идет на К-электронах. В этом случае

$$T_e = E - E_{IK},$$

где E_{IK} - потенциал ионизации К-электронов.

Если энергия E , освобождаемая при ядерном переходе, меньше энергии связи К-электрона, то конверсия на К-электронах становится энергетически невозможной и наблюдается конверсия на L-электронах и т.д. Конверсионное излучение сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения (переход электронов с внешних оболочек атома на освободившиеся в результате конверсии состояния К-, L-, M-...оболочек) и электронов Оже (испускание электронов в процессе непосредственной передачи энергии возбуждения атома одному из его внешних электронов, без предварительного испускания фотона).

Механизм внутренней конверсии заключается в следующем: ядро испускает гамма-квант, который тут же поглощается электроном атомной оболочки, получающим всю энергию гамма-кванта. Этот процесс в основном происходит за счет виртуальных гамма-квантов. В случае 0-0 переходов внутренняя конверсия – единственный способ снятия возбуждения ядра. Явление 0-0-перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0.

Внутренняя конверсия – процесс конкурирующий с γ -излучением. Конкуренция между γ -излучением и внутренней конверсией характеризуется полным коэффициентом внутренней конверсии α , который равен отношению вероятностей испускания электрона N_e к вероятности испускания γ -кванта N_γ .

$$\alpha = N_e/N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots,$$

где α_K , α_L , α_M, \dots – парциальные коэффициенты внутренней конверсии для электронов К-, L-, M-... оболочек. Существующие методы позволяют измерять эти коэффициенты в пределах $10^{-4} < \alpha < 10^2$.

3. Экспериментальная установка

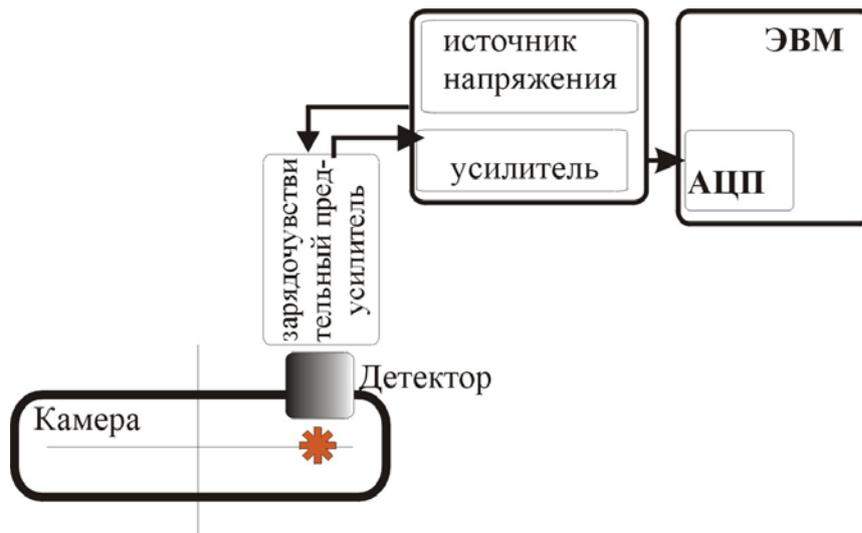


Рис. 6: Блок-схема экспериментальной установки

Блок-схема установки изображена на рис. 6. β -источники и полупроводниковый детектор располагаются в дискообразной металлической камере. Для спектрометрии электронов в лабораторной работе используется кремниевый полупроводниковый детектор, изготовленный методом дрейфа лития, с толщиной чувствительной области около 2 мм. С помощью такого детектора можно исследовать β -спектры с максимальной энергией вплоть до 1 МэВ (пробег электронов с энергией 1 МэВ в кремнии равен 1,6 мм).

Сигналы с детектора проходят через зарядочувствительный предусилитель, усилитель и поступают на вход многоканального амплитудного анализатора. Амплитудный спектр сигналов с детектора можно наблюдать на экране дисплея. Помещая между β -источником и детектором алюминиевые поглотители различной толщины, можно с помощью счётчика импульсов снять кривую поглощения β -излучения и определить максимальную энергию электронов методом поглощения.

На рис. 7 отдельно изображена камера с детектором, β -источниками и алюминиевыми поглотителями (показан боковой разрез камеры). На вращающемся диске 4 расположены β -источники.

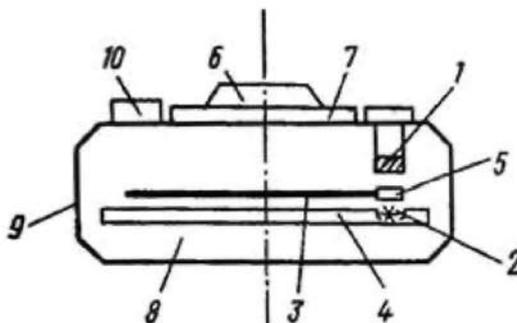


Рис. 7: Устройство камеры с полупроводниковым детектором, β -источниками и алюминиевыми поглотителями: 1 – полупроводниковый детектор; 2 – β -источник; 3 – диск, на котором расположены поглотители; 4 – диск с β -источниками; 5 – поглотитель; 6 – ручка смены β -источников; 7 – ручка смены поглотителей; 8 – свинцовая защита; 9 – корпус; 10 – втулка.

Бета-источники поочередно устанавливаются против детектора 1 с помощью ручки 6. На диске 3 расположены поглотители различной толщины. На этом же диске есть отверстие без поглотителя для измерения β -спектра. Для перемещения поглотителей используется ручка 7. На верхней крышке камеры имеются обозначения, показывающие, какой β -источник и какой поглотитель установлен против полупроводникового детектора.

4. Порядок выполнения работы

В работе измеряются β -спектр источника $^{137}_{55}\text{Cs}$ (цезий).

Энергия β -распада ядра ^{137}Cs $Q_{\beta} = 1.176$ МэВ. Распад на состояние 0.6616 МэВ приводит к β -спектру с максимальной энергией 0.514 МэВ ($1.176 - 0.662 = 0.514$).

Из состояния с энергией 0.6616 МэВ, наряду с обычным γ -распадом, возможна внутренняя конверсия γ -квантов. При этом будет наблюдаться дискретный спектр электронов с энергией, приведенной в таб. 1.

Таблица 1. Расчет энергий конверсионных электронов.

Переход в ядре $^{137}_{56}\text{Ba}$ [МэВ]	Тип атомной оболочки	Энергия связи электрона на атомной оболочке	Энергия конверсионного электрона
0.6616 \rightarrow 0	К	37441 эВ	624 кэВ

Испускание конверсионного электрона (электрона внутренней конверсии) является одним из двух конкурирующих процессов перехода ядра из возбуждённого в основное состояние (другим процессом является испускание γ -кванта). Энергия возбуждения ядра E в процессе внутренней конверсии непосредственно передается одному из электронов внутренней атомной оболочки, который испускается из атома. Энергетический спектр конверсионных электронов является дискретным, т. е. содержит отдельные линии, отвечающие выбиванию электронов из различных оболочек (К, L, M, ...). С точностью до незначительной энергии отдачи атома энергии конверсионных электронов равны $E - E_K$, $E - E_L$, $E - E_M$, и т.д., где E_K, E_L, E_M – энергии связи электрона на соответствующих атомных оболочках.

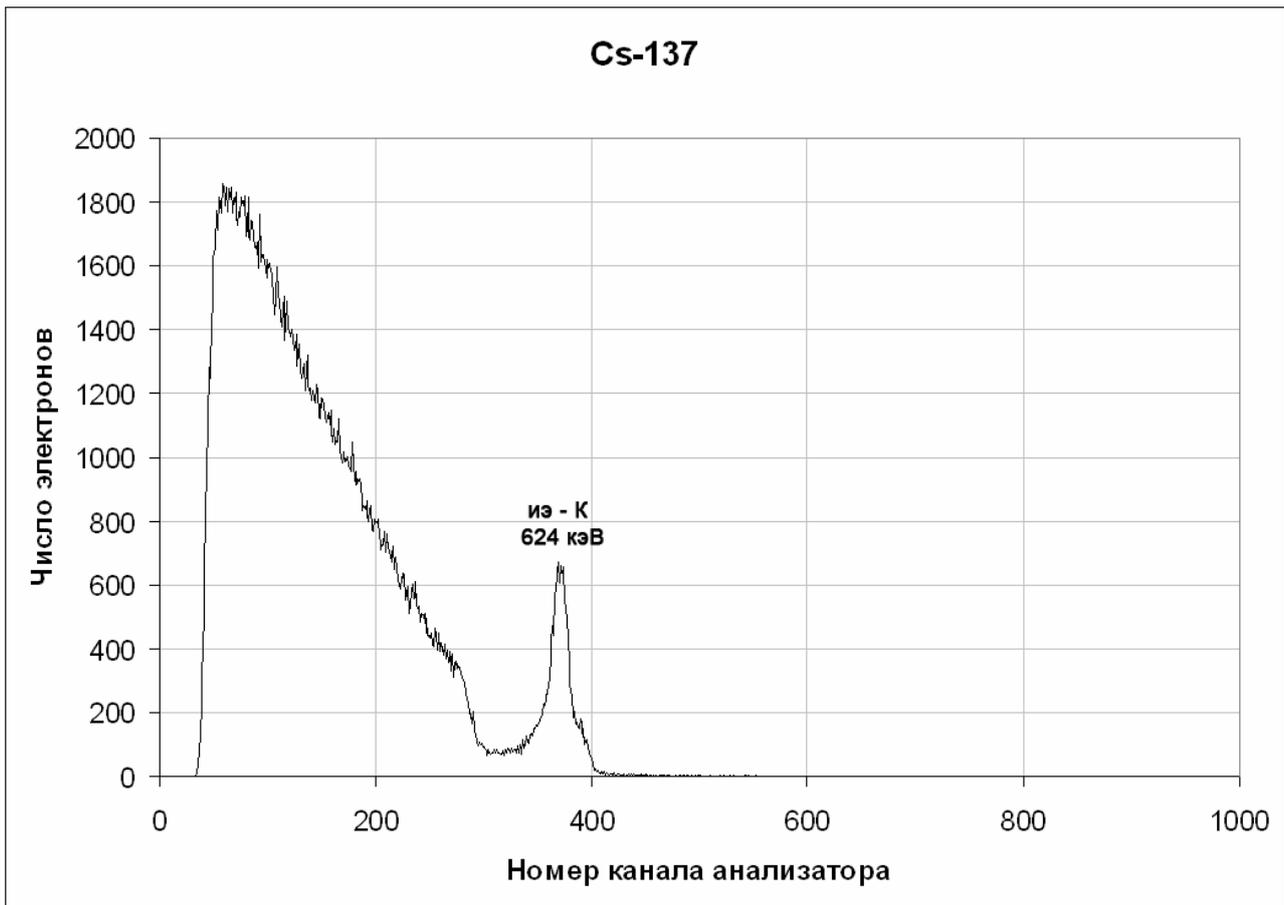


Рис. 8: Амплитудный спектр электронов при распаде ^{137}Cs , измеренный с помощью полупроводникового спектрометра. Кроме электронов β -распада ^{137}Cs виден пик конверсионных электронов из дочернего ядра ^{137}Ba .

Упражнение 1. Градуировка β -спектрометра.

Проградуировать β -спектрометр. Для этого с помощью многоканального амплитудного анализатора измеряется энергетический спектр конверсионных электронов ^{207}Pb , образующегося при распаде ^{207}Bi .

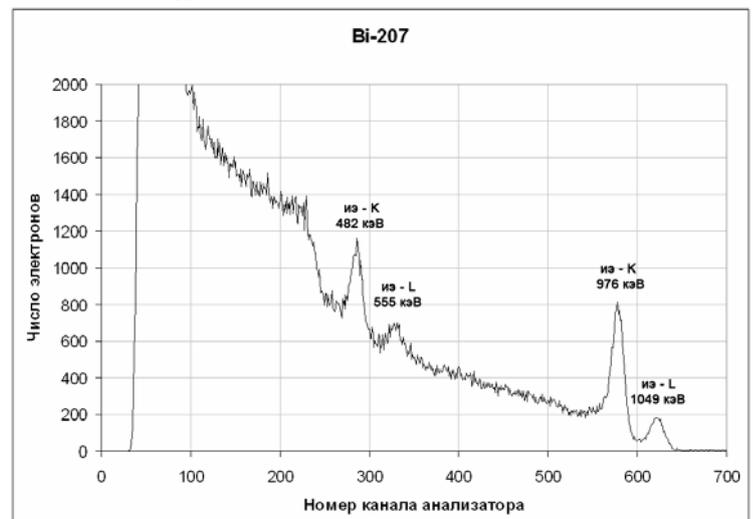
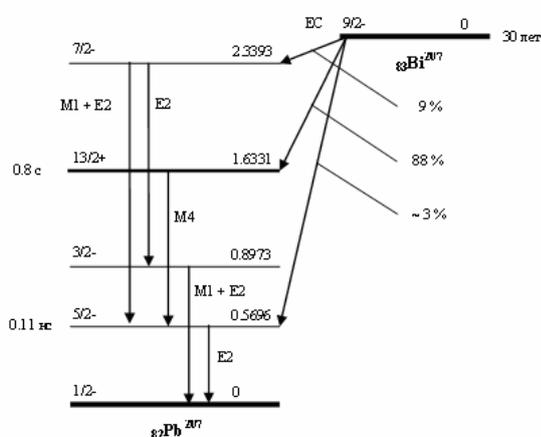


Рис. 9. Слева – схема распада ядра ^{207}Bi в результате e-захвата (EC) и уровни возбуждения в ядре ^{207}Pb . Справа – амплитудный спектр электронов при распаде ^{207}Bi . Видны пики конверсионных электронов из K и L-оболочек из возбужденных состояний дочернего ядра ^{207}Pb .

По хорошо выделяющимся линиям, с энергиями приведенными в Таб. 2, в спектре ^{207}Pb строится градуировочная зависимость энергии электронов от номера канала амплитудного анализатора. Необходимо оценить точность градуировки и энергетического разрешения спектрометра.

Таблица 2. Расчет энергий конверсионных электронов ^{207}Pb .

Переход в ядре ^{207}Pb [МэВ]	Тип атомной оболочки	Энергия связи электрона на атомной оболочке	Энергия конверсионного электрона
1.6331 \rightarrow 0.5696	L	14698 эВ	1049 кэВ
	K	88005 эВ	976 кэВ
0.5696 \rightarrow 0	L	14698 эВ	555 кэВ
	K	88005 эВ	482 кэВ

Упражнение 2. Измерение β -спектра ^{137}Cs

Измерить β -спектр ^{137}Cs . Представить эти данные в виде графика.

При построении этого графика надо иметь в виду, что при малых энергиях (ниже 200-300 кэВ) происходит искажение результатов из-за конечной толщины β -источника, обратного рассеяния электронов в полупроводниковом детекторе и фона рентгеновского излучения, возникающего от торможения электронов в веществе. При энергиях, близких к верхней границе β -спектра, где число отсчетов мало, спектр деформируется из-за конечного временного разрешения спектрометра ($t_{\text{сч}} \approx 10^{-6}$ с). Электроны от β -источника, попадающие на детектор в течение временного интервала, регистрируются как одна частица с энергией, равной сумме энергий отдельных электронов. Это приводит к возникновению сигналов, соответствующих энергии регистрируемых электронов даже выше максимальной энергии β -спектра.

Упражнение 3. Сравнение теоретического значения верхней границы, формы β -спектра ^{137}Cs и энергии конверсионных электронов с экспериментально измеренными значениями.

Рассчитать теоретическое значение верхней границы и теоретическую форму β -спектра ^{137}Cs .

Рассчитать теоретическое значение энергии конверсионных электронов для К-оболочки ^{137}Ba .

Сравнить результаты расчетов с экспериментом.

Упражнение 4. Определение коэффициента γ -конверсии для перехода (0.6616 \rightarrow 0) в ядре ^{137}Ba

Т.к. максимальная энергия β -спектра ^{137}Cs (распадом на основное состояние ^{137}Ba пренебрегаем) меньше энергии конверсионных электронов К-оболочки ^{137}Ba , коэффициент γ -конверсии вычисляется следующим образом.

Определить площадь β -спектра ^{137}Cs – это число N_{β} будет пропорционально общему числу образовавшихся ядер ^{137}Ba .

Определить площадь пика конверсионных электронов – это число $(N_e)_K$ будет пропорционально количеству испущенных с K-оболочки конверсионных электронов. Количество γ -переходов в ядре ^{137}Ba –

$$N_\gamma = N_\beta - (N_e)_K .$$

Таким образом коэффициент γ -конверсии –

$$\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$$

5. Полупроводниковый детектор

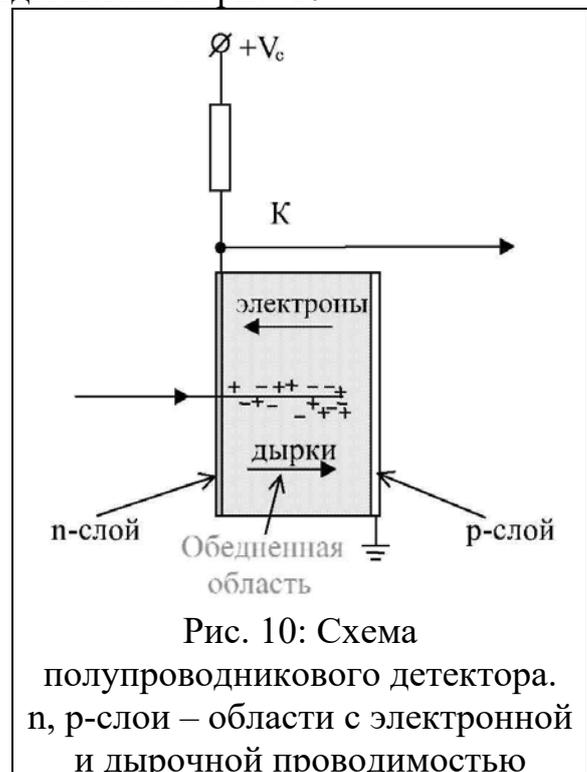
В качестве детектора в установке используется полупроводниковый кремниевый детектор. Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ -квантов благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам. Эти детекторы представляют собой твердотельную (кристаллическую) ионизационную камеру, в которой при поглощении ионизирующих излучений образуются носители заряда - электроны и дырки. В отличие от ионизационной камеры в полупроводниковом детекторе электроны переводятся не в непрерывный спектр, а из валентной зоны в зону проводимости.

Для полупроводниковых детекторов обычно используются кремний и германий. Кремниевые детекторы, как правило, работают при комнатной температуре. Германиевые детекторы нуждаются в охлаждении до ~ 80 К. Для регистрации заряженных частиц используются кремниевые детекторы и детекторы из сверхчистого германия (Ge(HP)). Для регистрации γ -квантов используются германиевые детекторы. Для регистрации рентгеновского излучения – кремниевые детекторы.

Схема полупроводникового детектора представлена на рис. 10.

В полупроводниковом детекторе создается область, в которой отсутствуют свободные носители заряда – обедненная область. Заряженная частица, пролетая через обедненную (чувствительную) область детектора, производит пары электрон-дырка вдоль своей траектории. Средняя энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, составляет 3.62 эВ для кремния при комнатной температуре и 2.95 эВ для германия при температуре 80 К. Количество электронно-дырочных пар пропорционально потерям энергии частицы. Для измерения энергии частицы, необходимо, чтобы она потеряла всю свою энергию и остановилась в чувствительной области. Под действием приложенного к детектору электрического поля, электроны движутся к аноду, а дырки – к катоду.

Собранные заряды образуют токовый импульс, интеграл которого несет информацию об энергии, которую частица потеряла в чувствительной области.



Токовый импульс детектора поступает в зарядочувствительный предусилитель, а затем - АЦП. АЦП генерирует число, линейно зависящее от амплитуды сигнала усилителя. Число, которое генерирует АЦП, таким образом, пропорционально энергии частицы. Генерируемое АЦП число служит для адресации ячейки памяти (канале), соответствующей определенному диапазону амплитуд. Каналы последовательно нумеруются так, что большим амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти компьютера формируется распределение (амплитудный спектр) - зависимость количества событий от номера канала.

Разрешение по энергии системы “полупроводниковый детектор - предусилитель” определяется несколькими факторами: статистической точностью измерения, различными видами электрических шумов в обедненной области кристалла и во входных цепях предусилителя, флуктуациями заряда при неполном собирании и флуктуациями потерь энергии во входном окне детектора. Например, для α -частицы с энергией 5 МэВ разрешение по энергии составляет 10 - 12 кэВ, т.е. примерно 0.2%.

6. Контрольные вопросы и задачи

1. Считая известной форму β -спектра электронов β -распада, построить спектр антинейтрино, излучённых в β -распаде.
2. Если известна энергия бета-распада, какой будет максимальная кинетическая энергия ядра отдачи?
3. Показать, что β -распад нейтрона является разрешённым.
4. Разрешённым или запрещённым является β -распад ядра ${}^{90}_{38}\text{Sr}$?
5. Найти максимальную энергию, уносимую электроном при распаде нейтрона. Оценить, какую энергию отдачи получает при этом протон.
6. Исследовать устойчивость ядра ${}^{36}_{17}\text{Cl}$ к β -распаду.
7. По массам соседних изобар $A = 40$ определить возможные типы распадов и найти энергии переходов в МэВ.
8. Определить максимальную энергию позитронов распада ${}^{27}_{14}\text{Si}$.
9. Определить энергию отдачи ядра лития, образующегося в основном состоянии в результате e -захвата из ядра ${}^7_4\text{Be}$.
10. Определить энергию отдачи ядра ${}^{22}_{10}\text{Ne}$, образующегося в основном состоянии из ядра ${}^{22}_{11}\text{Na}$ в результате e -захвата.
11. Вычислить верхнюю границу β -спектра распада ${}^{137}_{55}\text{Cs}$, учитывая, что дочернее ядро ${}^{137}_{56}\text{Ba}$ образуется в возбуждённом состоянии и энергия излучаемых им γ -квантов равна 0,67 МэВ.
12. По массам изобар $A = 13$ найти верхнюю границу β -спектра позитронов.
13. Оценить среднюю энергию, уносимую антинейтрино, при β -распаде ${}^{204}_{81}\text{Tl}$. Среднюю энергию электронов β -распада считать равной $1/3 E_e$.
14. Объяснить, пользуясь схемой распада ядра ${}^{60}\text{Co}$, почему в результате β -распада ядро-продукт образуется не в основном, а в возбуждённом состоянии.