

Лабораторная работа 4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Цель работы: изучить механизмы взаимодействия γ -излучения с веществом; измерить функцию пропускания и рассчитать коэффициент поглощения γ -излучения Cs-137 в свинцовом и медном поглотителях; определить энергию γ -излучения.

ВВЕДЕНИЕ

При прохождении ядерного излучения через вещество его энергия передается окружающей среде, изменяя ее свойства. Механизмы взаимодействия излучения с веществом важно знать для того, чтобы уметь регистрировать излучение, а также представлять степень биологической опасности и применять эффективные меры защиты. Данная работа посвящена изучению взаимодействия γ -излучения с веществом.

К γ -излучению относят электромагнитные волны, испускаемые при ядерных превращениях или аннигиляции частиц. В квантовой теории это излучение представляет собой поток частиц, называемых γ -квантами. Нижний предел энергии γ -квантов имеет порядок десятков килоэлектронвольт (кэВ). Естественного верхнего предела энергии нет.

В основе поглощения γ -излучения веществом лежит электромагнитное взаимодействие.

При прохождении пучка γ -квантов через вещество они вступают во взаимодействие с атомами и вызывают ряд явлений, при этом γ -квант или поглощается целиком, или теряет часть своей энергии, изменяя направление распространения. Реализация того или иного механизма взаимодействия γ -квантов с веществом носит вероятностный характер и зависит как от свойств самого γ -излучения (его энергии), так и от свойств вещества (например, его плотности и элементного состава).

ПРОХОЖДЕНИЕ γ - ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Пусть на поглотитель падает монохроматический параллельный пучок γ -квантов. Число взаимодействий (рассеяний и поглощений) в бесконечно тонком слое вещества поглотителя dx пропорционально концен-

трации атомов в веществе поглотителя a , интенсивности падающего пучка N :

$$-dN = a\sigma N dx. \quad (1)$$

Полагая, что каждый акт взаимодействия приводит к выбыванию γ -кванта из пучка, после интегрирования в выражении (1) получаем закон ослабления γ -квантов в веществе поглотителя:

$$N = N_0 e^{-a\sigma x}, \quad (2)$$

где N – число γ -квантов с энергией E_γ после прохождения слоя поглотителя равного x ; N_0 – число γ -квантов с той же энергией, падающих на поглотитель; σ – эффективное сечение взаимодействия γ -квантов.

Эффективное сечение играет фундаментальную роль в ядерной физике при описании ядерных взаимодействий, так как характеризует интенсивность процесса. Его величина зависит от энергии γ -квантов E_γ и от среднего эффективного заряда вещества поглотителя Z . Сечение имеет размерность площади $[\sigma] = L^2$.

Произведение $a\sigma$ называется линейным коэффициентом ослабления τ моноэнергетического пучка γ -квантов; $[\tau] = 1/L$.

В некоторых случаях удобнее пользоваться массовым коэффициентом ослабления μ :

$$\mu = \tau/\rho, \quad (3)$$

где ρ – плотность вещества; $[\rho] = M/L^3$. Размерность коэффициента μ равна $[\mu] = L^2/M$. Массовый коэффициент μ зависит от энергии γ -квантов E_γ , Z вещества поглотителя и концентрации атомов в веществе a .

Таким образом, для моноэнергетического параллельного пучка γ -квантов выражение (2) можно записать в виде

$$N = N_0 e^{-\mu \rho x} = N_0 e^{-\mu d}, \quad (4)$$

где массовая толщина d равняется ρx ; $[d] = M/L^2$.

Необходимо отметить, что выражение (4) справедливо, если пучок γ -квантов моноэнергетический и нерасходящийся. Если пучок содержит γ -кванты различных энергий $E_{\gamma i}$, выражение (4) принимает вид:

$$N = \sum N_{0i} e^{-\mu_i d},$$

где суммирование ведется по всем энергиям, так как коэффициент ослабления зависит от энергии γ -квантов. Если пучок расходящийся, необходимо учесть зависимость пути x , проходимого излучением в поглотителе, от направления распространения излучения.

Подчеркнем, что в выражениях (2) и (4), описывающих уменьшение числа γ -квантов, величина N – это число γ -квантов, прошедших поглотитель толщиной x *без взаимодействия*. Следовательно, число провзаимодействовавших γ -квантов в поглотителе толщиной x равно

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\mu d}).$$

МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Известно большое число различных взаимодействий γ -излучения с веществом. Практический же интерес представляют следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение γ -кванта (фотоэффект), рассеяние γ -кванта на электронах (комpton-эффект) и рождение γ -квантом электрон-позитронных пар (эффект образования пар).

Фотоэффект

Если энергия γ -кванта E_γ больше энергии связи какого-нибудь электрона оболочки атома ($E_\gamma \gg I_i$), то может иметь место фотоэлектрическое поглощение γ -кванта (фотоэффект). Явление фотоэффекта состоит в том, что энергия γ -кванта E_γ целиком поглощается атомом, а один из электронов оболочки, называемый *фотоэлектроном*, выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона E_e :

$$E_e = E_\gamma - E_{\text{яд}} - I_i. \quad (5)$$

$E_{\text{яд}}$ – энергия отдачи ядра; однако величина энергии отдачи ядра $E_{\text{яд}}$ мала вследствие того, что масса ядра $m_{\text{яд}}$ значительно больше массы электрона m_0 : $m_{\text{яд}} \gg m_0$; поэтому в выражении (5) членом $E_{\text{яд}}$ можно пренебречь. Следовательно, при фотоэффекте электрону, выброшенному за пределы атома, передается почти вся энергия падающего γ -кванта, а γ -квант перестает существовать. I_i – ионизационный потенциал соответствующей i -оболочки атома ($i = K, L, M...$).

Атом, потерявший электрон, оказывается в возбужденном состоянии; освободившийся уровень энергии в атоме заполняется электроном с выше расположенной оболочки. Этот процесс сопровождается либо испусканием характеристического рентгеновского излучения, либо испусканием электрона Оже.

Вероятность вылета фотоэлектронов под некоторым углом φ к направлению полета γ -кванта зависит от энергии фотоэлектронов E_e , которую им передал γ -квант: при малых энергиях E_e фотоэлектроны испускаются преимущественно в направлении, перпендикулярном пучку γ -квантов; с ростом E_e средний угол вылета фотоэлектронов φ уменьшается. На рис. 1 приведено угловое распределение фотоэлектронов.

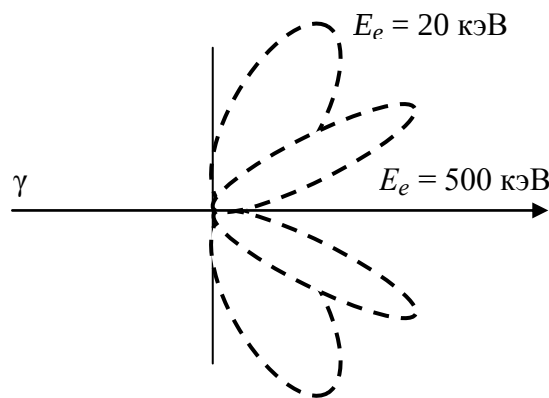


Рис. 1. Угловое распределение фотоэлектронов

При $m_0c^2 > E_\gamma \gg I_i (i = K)$ сечение σ_ϕ меняется по закону

$$\sigma_\phi \approx (1/E_\gamma)^{7/2},$$

а при $E_\gamma \gg m_0c^2$ – по закону

$$\sigma_\phi \approx (1/E_\gamma).$$

При очень больших энергиях E_γ сечение фотоэффекта σ_ϕ становится очень мало, так как для фотоэффекта существенна связь электрона с атомом, которому передается часть импульса фотона: чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона E_γ , тем менее вероятен фотоэффект. Это означает, что при высоких энергиях вклад фотоэффекта в ослабление пучка γ -квантов гораздо меньше, чем при более низких энергиях (см. рис. 2). Кроме того, величина сечения фотоэффекта σ_ϕ резко зависит от среднего эффективного заряда вещества Z :

$$\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5,$$

что так же объясняется различной связанностью электронов. В легких элементах электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект особенно существенен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях. Следовательно, для ослабления пучка γ -квантов необходимо использовать вещества с большим Z .

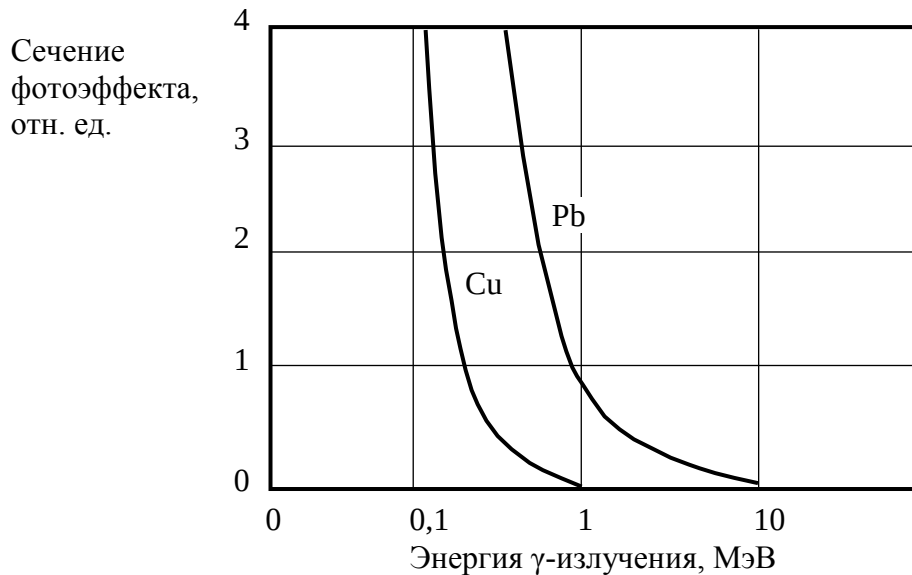


Рис. 2. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -излучения

Комптон-эффект

Если энергия γ -квантов существенно превышает энергию связи электронов в атоме, то, рассматривая рассеяние γ -квантов на электронах, можно считать последние свободными (или слабо связанными). Такое рассеяние γ -квантов называют комптоновским рассеянием или комптон-эффектом. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_{γ} появляется рассеянный фотон с энергией $E_{\gamma'} < E_{\gamma}$, а электрон, на котором произошло рассеяние, называемый электроном отдачи или комптон-электроном, приобретает кинетическую энергию, равную

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'}.$$

Пользуясь законами сохранения энергии и импульса, можно показать, что энергия рассеянного γ -кванта $E_{\gamma'}$ уменьшается с ростом угла рассея-

ния θ . Убывание энергии рассеянного γ -кванта $E_{\gamma'}$ с ростом угла рассеяния θ соответствует возрастанию энергии электрона отдачи E_e :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)}; \quad (6)$$

$$E_e = E_{\gamma} \left[\frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon + \varepsilon^2 \operatorname{tg}^2 \Psi} \right],$$

где $\varepsilon = E_{\gamma}/m_0c^2$, а Ψ – угол вылета комптон-электрона.

Так как угол θ рассеяния γ -кванта может меняться от 0 до 180° , то энергия рассеянного γ -кванта $E_{\gamma'}$ (как видно из (6)) уменьшается от E_{γ} до $E'_{\gamma\text{мин}}$:

$$E'_{\gamma\text{мин}} = E_{\gamma} / (1 + 2\varepsilon).$$

Однако с изменением угла θ от 0 до 180° угол вылета электрона отдачи изменяется от 90° до 0 . При этом энергия электрона отдачи E_e возрастает от 0 до $E_{e\text{макс}}$:

$$E_{e\text{макс}} = 2\varepsilon E_{\gamma} / (1 + 2\varepsilon).$$

На рис. 3 приведен энергетический спектр комптоновских электронов отдачи.

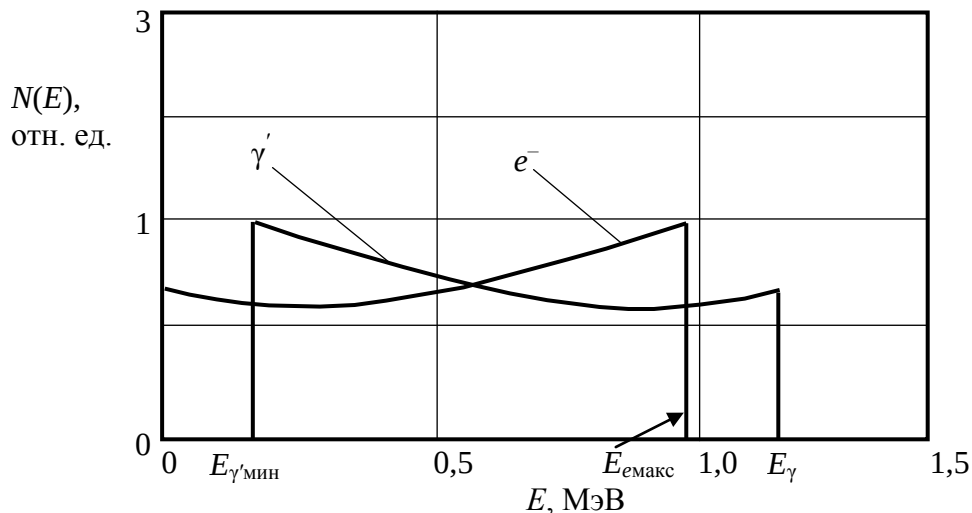


Рис. 3. Энергетический спектр комптоновских электронов отдачи

Из рис. 3 видно, что при высоких энергиях E_e распределение комптон-электронов почти равновероятно, за исключением области вблизи

максимальной энергии электронов $E_{\text{емакс}}$. Электроны отдачи при комптон-эффекте вылетают преимущественно вдоль первоначального направления движения γ -квантов: чем выше энергия падающих γ -квантов, тем эта анизотропия сильнее.

Зависимость величины сечения рассеяния $\sigma_{\text{к}}$ γ -квантов на свободном (слабо связанном) электроне показана на рис. 4. С увеличением энергии γ -кванта E_{γ} сечение комптоновского рассеяния $\sigma_{\text{к}}$ убывает по закону:

$$\sigma_{\text{к}} \sim Z / E_{\gamma}.$$

Это означает, что с увеличением E_{γ} и уменьшением Z вклад комптоновского рассеяния в ослабление пучка γ -квантов падает.

Эффект образования электрон - позитронных пар

При достаточно высокой энергии γ -квантов ($E_{\gamma} > E_{\text{пор}}$) наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия γ -квантов с веществом – образование электрон-позитронных пар. Из законов сохранения импульса и энергии можно показать, что процесс образования пар не может происходить в вакууме. Процесс рождения пар происходит лишь в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии. Такой частицей может быть или атомное ядро, или электрон. При этом если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра, необходимо выполнить неравенство

$$E_{\gamma} \geq 2m_0c^2 + E_{\text{я}}, \quad (7)$$

где $2m_0c^2$ соответствует энергии рождения пары электрон–позитрон, а $E_{\text{я}}$ – энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то ею можно пренебречь. Первый член, стоящий в правой части неравенства (7), принято называть порогом рождения пар $E_{\text{пор}}$.

Сечение образования пар $\sigma_{\text{п}}$ в поле атомного ядра пропорционально Z^2 и растет с увеличением энергии γ -кванта E_{γ} . Выражение для сечения образования пар в поле ядра имеет достаточно сложный вид. В наиболее упрощенном аналитическом виде оно может быть представлено только для энергий E_{γ} в интервале $5m_0c^2 < E_{\gamma} < 50m_0c^2$:

$$\sigma_{\text{п}} \sim Z^2 \ln E_{\gamma}.$$

Итак, полное сечение взаимодействия γ -квантов с веществом является суммой трех сечений $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$, $\sigma_{\text{п}}$:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}},$$

где каждая из величин $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$, $\sigma_{\text{п}}$ по-разному зависит от энергии γ -кванта E_{γ} и Z . Вследствие этого в разных областях энергий γ -квантов и значений Z тот или иной механизм взаимодействия γ -излучения с веществом может оказаться доминирующим.

Из характера зависимости сечений от энергии γ -квантов E_{γ} (рис. 4) следует, что в области малых энергий ($E_{\gamma} < E_1$) основным механизмом взаимодействия γ -квантов со средой является фотоэффект; в промежуточной области ($E_1 < E_{\gamma} < E_2$) – эффект Комптона, а в области больших энергий ($E_{\gamma} > E_2$) – процесс образования пар (значения E_1 и E_2 различны для различных сред).

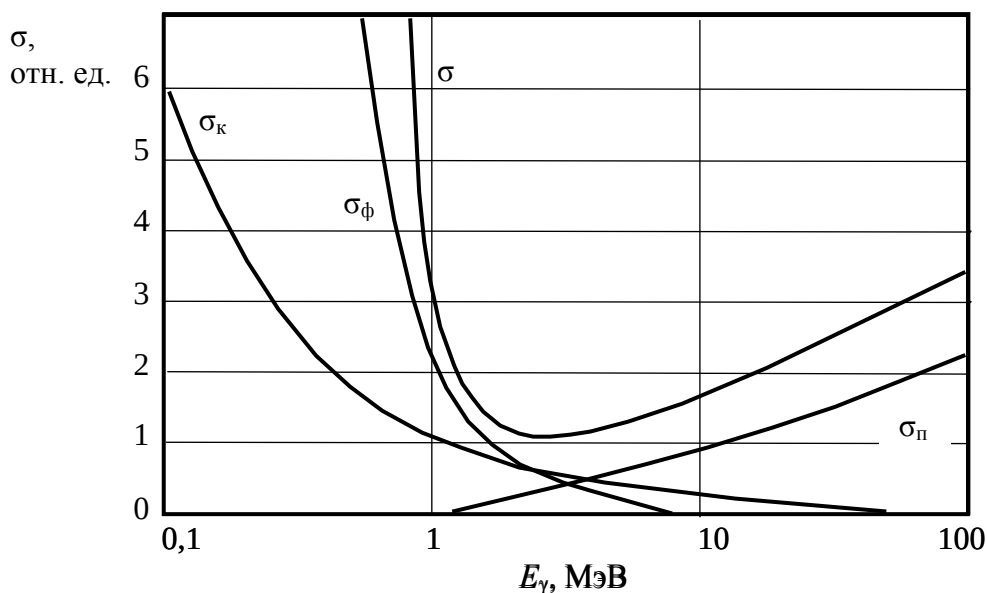


Рис. 4. Зависимость величины сечений комптон-эффекта, фотоэффекта и эффекта образования пар от энергии γ -квантов

Подводя итоги, можно сказать, что в результате всех трех выше рассмотренных процессов взаимодействия γ -кванты или поглощаются целиком, или теряют часть своей энергии; при этом потерянная ими энергия либо передается атомному электрону, или идет на образование электрон-позитронных пар. Вновь образованные заряженные частицы (в основном электроны), проходя через вещество, тоже в свою очередь вызывают ряд явлений (например, ионизация и возбуждение атомов этого вещества).

Знание вышеизложенных явлений становится очень важным, когда встает вопрос о способах регистрации γ -квантов.

Несмотря на многообразие процессов взаимодействия γ -квантов, сечения всех этих взаимодействий сравнительно невелики, поэтому γ -излучение слабо поглощается веществом.

Необходимо отметить, что кроме вышеописанных трех механизмов взаимодействий γ -излучения с веществом существуют также ядерный фотоэффект, деление ядер и когерентное рассеяние на электронах. Эти процессы не играют заметной роли в ослаблении потока γ -квантов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССОВОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ

Сущность метода измерения массового коэффициента ослабления γ -излучения крайне проста. Если N_0 – количество регистрируемых γ -квантов за время t при $x = 0$, а $N(x)$ – количество регистрируемых γ -квантов за такой же интервал времени после их прохождения через слой вещества толщиной x , то из (4) можно получить соотношение

$$N \llcorner N_0 = e^{-\mu \rho x}. \quad (8)$$

Отношение $N \llcorner N_0$ называют функцией пропускания $B(x)$. Из (8) получаем выражение для расчета массового коэффициента ослабления:

$$\mu = -\frac{1}{\rho x} \ln \frac{N(x)}{N_0}. \quad (9)$$

Толщина слоя, после прохождения которого количество регистрируемых γ -квантов уменьшается вдвое, называется слоем половинного ослабления $x_{1/2}$. Величина $x_{1/2}$ связана со значением μ следующим соотношением:

$$\mu = \ln 2 / \rho x_{1/2}.$$

Зная массовый коэффициент ослабления μ в данном веществе, по известной зависимости μ от E_γ для этого вещества можно определить энергию γ -квантов E_γ . Такой метод определения энергии γ -квантов называется методом поглощения. И хотя он не претендует на большую

точность, в некоторых случаях может быть полезен из-за простоты реализации.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Условия проведения эксперимента

Для определения коэффициента ослабления используется выражение (9). При этом необходимо, чтобы исследуемый пучок γ -квантов был моноэнергетическим и не расходящимся. Моноэнергетическое γ -излучение дают немногие радиоактивные изотопы. Одним из таких изотопов является Cs-137, энергетический спектр которого имеет только одну линию с энергией γ -квантов 661 кэВ (рис. 5).

При достаточно большом расстоянии от точечного источника излучения до поглотителя расходимость пучка можно пренебречь и считать пучок практически параллельным.

Формула (4) описывает изменение числа γ -квантов, не взаимодействовавших в поглотителе, от толщины этого поглотителя. Следовательно, для ее использования необходимо выделить только те зарегистрированные γ -кванты, которые не испытали взаимодействия в веществе поглотителя. В случае фотоэффекта взаимодействовавший в поглотителе γ -квант выбывает из пучка; в случае комптон-эффекта рассеянный на малый угол γ -квант может все же попасть в детектор и быть зарегистрированным. Для дискриминации таких γ -квантов существуют два способа.

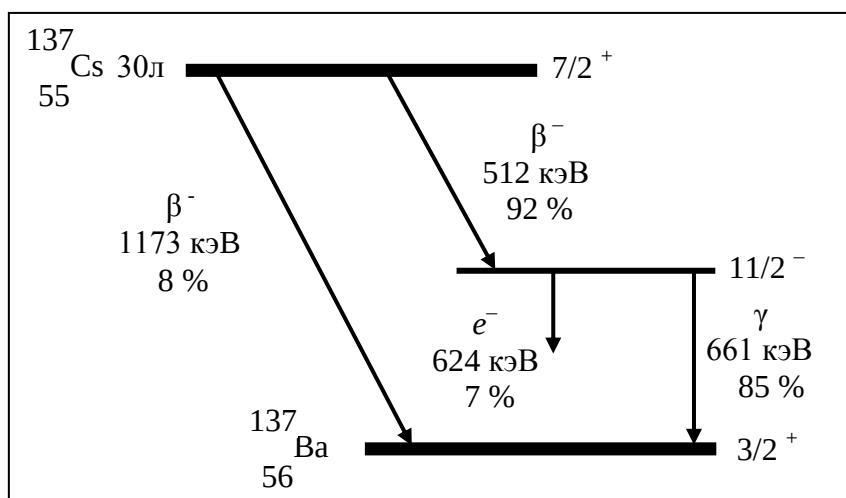


Рис. 5. Схема распада радиоактивного изотопа Cs-137

Первый способ наиболее простой: на пути пучка между поглотителем и детектором устанавливается коллиматор с узким отверстием. Рассеянный в поглотителе γ -квант, изменив свое первоначальное направле-

ние, не попадет в отверстие коллиматора и не будет регистрироваться детектором.

Второй способ несколько сложнее и требует устройства, которое различало бы γ -кванты по энергиям (энергия рассеянных γ -квантов меньше энергии γ -квантов, не испытавших взаимодействия в поглотителе). В качестве такого устройства можно использовать сцинтилляционный γ -спектрометр. Амплитудный спектр импульсов с выхода сцинтилляционного детектора подробно описан в лабораторной работе по изучению сцинтилляционного γ -спектрометра.

Гамма-кванты с энергией E_0 , не провзаимодействовавшие в поглотителе и зарегистрированные детектором за счет фотоэффекта, формируют так называемый фотопик (или пик полного поглощения), который должен иметь вид распределения Гаусса (рис. 6). Рассеянные в поглотителе γ -кванты и потерявшие в нем часть своей энергии ($E < E_0$) тоже регистрируются детектором и вносят вклад в те каналы, которые находятся слева от максимума пика полного поглощения. Поэтому задача выделения γ -квантов, не провзаимодействовавших в поглотителе, сводится к выделению в амплитудном спектре пика полного поглощения, соответствующего γ -квантам с энергией E_0 , что осуществляется с помощью спектрометра.

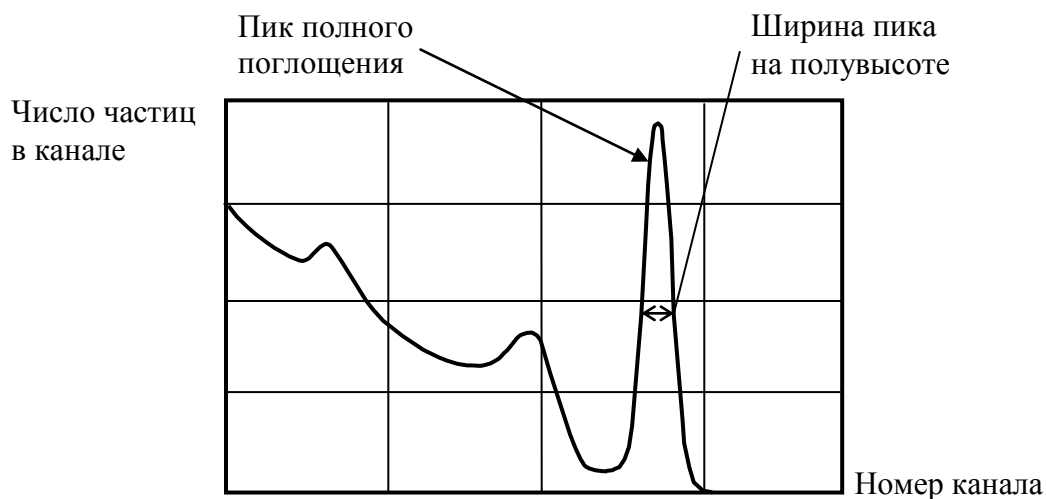
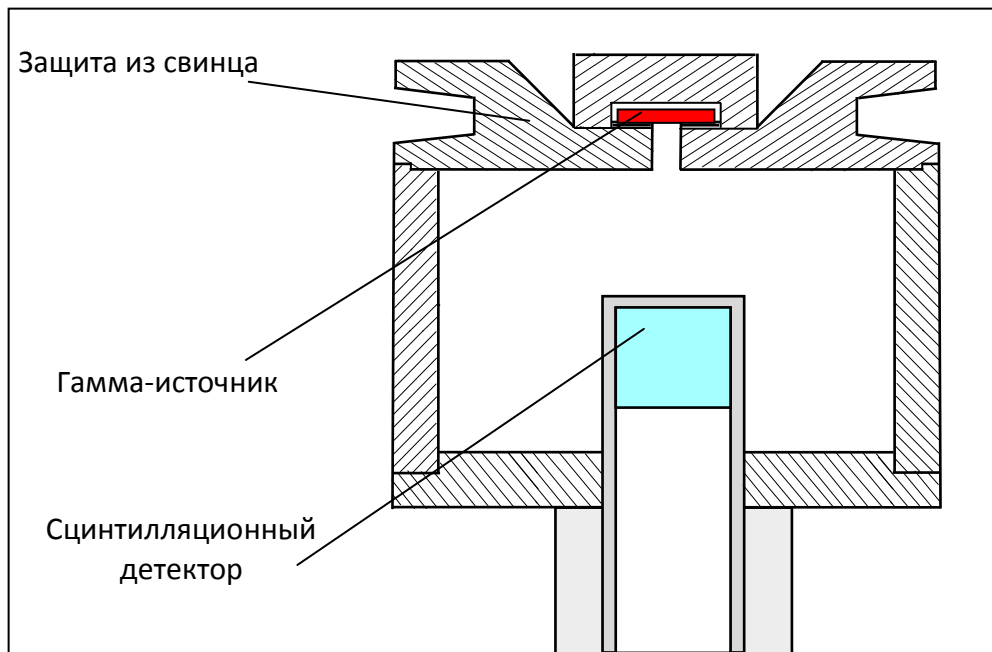


Рис. 6. Амплитудный спектр импульсов на выходе детектора

Геометрия эксперимента



Порядок проведения эксперимента

Измерение функции пропускания γ -излучения в свинцовом поглотителе

Внимание! Перед началом работы убедиться в заземлении блока сцинтилляционного детектора!

Включить компьютер. Включить блок спектрометра. Открыть программу «Спектр». После регистрации войти в спектрометр и установить на его панели рабочий режим, т. е. задать значения уровня нижнего и верхнего дискриминаторов DNU и DVU , напряжение питания ФЭУ U , коэффициент усиления K и время накопления спектра t . При неправильном выборе режима работы спектрометра форма спектра может быть значительно искажена. Изменяя напряжение питания ФЭУ U , коэффициент усиления усилителя K добиться, чтобы измеряемый спектр располагался на середине экрана дисплея и имел вид, показанный на рис. 6. Задать время накопления спектра $t = 300$ с. Установить источник γ -излучения на основе изотопа Cs-137 на крышке сцинтилляционного детектора напротив коллимационного отверстия.

1. Набрать амплитудные спектры выходных импульсов при различной толщине x свинцового поглотителя, помещаемого между сцинтиллятором и источником. Достаточно набрать спектры при 5 различных толщинах поглотителя, изменяя толщину приблизительно через 1–2 мм. Первое измерение спектра провести в отсутствии поглотителя.

2. Набранные спектры записать в файлы. Результаты измерений запишутся на диске D. Путь, по которому можно найти записанные данные, следующий: Диск D → папка «3 курс» → папка «Данные» → папка «Студенты» → папка с фамилией студента → номер лабораторной работы → номер задания → номер спектра.

Обработка результатов эксперимента

Задание 1. Ввести в Mathcad файлы данных со спектрами S001–S006. Присвоить название векторной переменной, описывающей спектр r ; определить номер канала как ранжированную переменную k , изменяющуюся от 0 до 1023. Построить амплитудные спектры.

Задание 2. Выделить в полученных спектрах пики полного поглощения. С помощью операции Trace провести грубые оценки положения максимума пиков полного поглощения k_0 на шкале каналов, ширину пиков на полувысоте, левой и правой границ пиков. Оценить площадь под пиками полного поглощения P (найти интегральное число частиц в пиках).

Задание 3. Аппроксимировать пик полного поглощения функцией Гаусса; найти точное значение площади P под пиками для всех спектров.

Задание 4. Вычислить функцию пропускания $B(x)$, равную отношению $P(x)$ к $P(x = 0)$.

Задание 5. На основании полученных данных построить график $B(x)$. Объяснить ход зависимости (см. рис. 7).

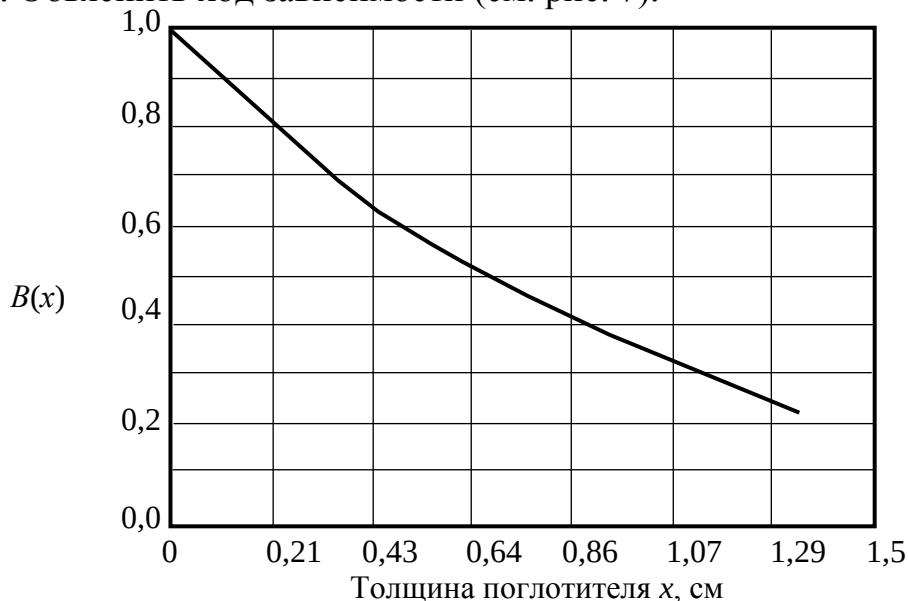


Рис. 7. Экспериментально полученная функция пропускания $B(x)$ γ -излучения для свинцового поглотителя

Задание 6. Полученную в эксперименте функцию пропускания $B(x)$ аппроксимировать функцией expfit (VX , VY , VG), как это указано в лабораторной работе 1 (см. рис. 8). Найти линейный коэффициент ослабления τ γ -излучения Cs-137 в свинце.

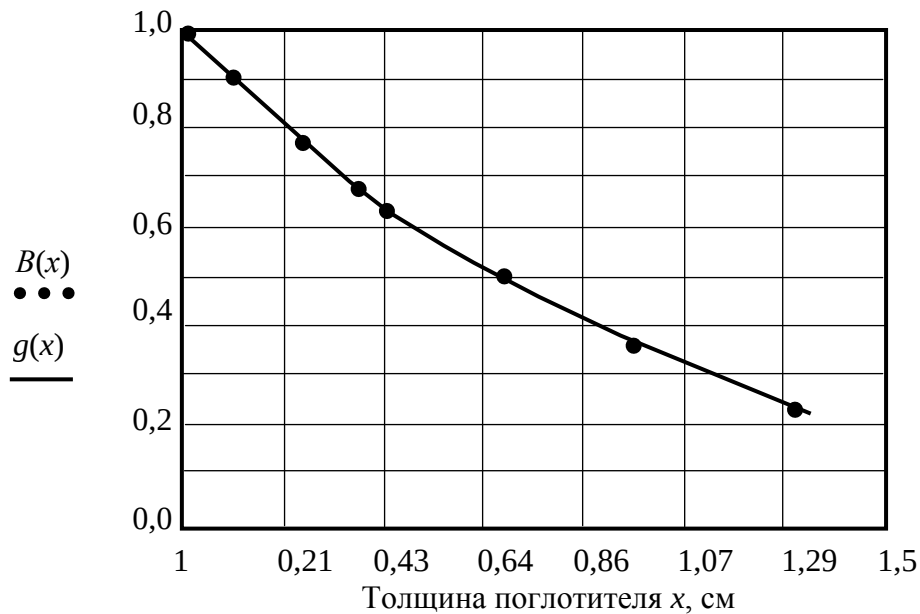


Рис. 8. Экспериментальная функция пропускания $B(x)$ и экспоненциальная функция $g(x) = e^{-\tau x}$

Задание 7. Зная плотность свинца ($\rho = 11,35 \text{ г/см}^3$), вычислить массовый коэффициент ослабления μ .

Задание 8. Воспользовавшись табличными данными зависимости μ от энергии γ -излучения, определить энергию γ -излучения Cs-137 (см. рис. 9).

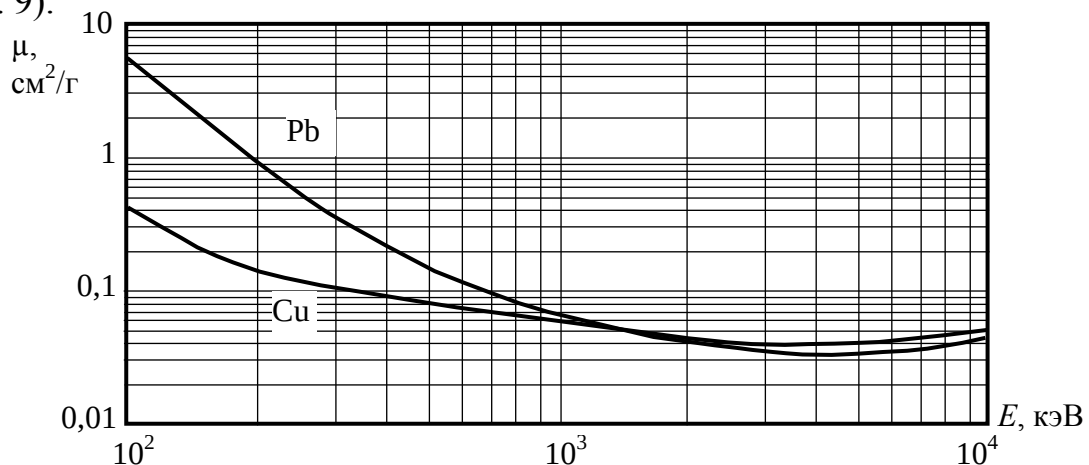


Рис. 9. Зависимость массового коэффициента поглощения μ от энергии E

Задание 9. Построить экспериментальную функцию пропускания $B(x)$ в полулогарифмическом масштабе. Аппроксимировать полученную зависимость линейной функцией $y(x) = ax + b$, как это указано в лабораторной работе 1. Найти линейный коэффициент ослабления τ γ -излучения Cs-137 в свинце. Определить энергию γ -излучения Cs-137 и сравнить с результатом, полученным в задании 8.

Задание 10. Повторить задания 1–9 для экспериментальных результатов, полученных при использовании медных поглотителей ($\rho = 8,93 \text{ г/см}^3$).

Задание 11. Определить вклады комптоновского рассеяния и фотоэффекта в экспериментальный спектр γ -квантов. Выделить в амплитудном спектре, измеренном в отсутствии поглотителя, часть, которая соответствует комптоновскому рассеянию (см. рис. 6). Вычислить площадь под комптоновским распределением P_k . Величина P_k определяется числом γ -квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет комптон-эффекта. Площадь под пиком полного поглощения (фотопиком) P , вычисленная в задании 3, определяется числом γ -квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет фотоэффекта. Так как коэффициент μ пропорционален числу актов взаимодействия, можно написать следующее соотношение:

$$P/P_k = \mu_f/\mu_k,$$

где μ_f , μ_k – коэффициенты поглощения за счет фото- и комптон-эффектов в веществе сцинтиллятора.

Поскольку полный коэффициент поглощения γ -квантов в веществе сцинтиллятора $\mu = \mu_f + \mu_k$ известен и равен $0,076 \text{ см}^2/\text{г}$, можно отдельно найти коэффициенты μ_f и μ_k .

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислить, за счет каких процессов взаимодействия с веществом поглотителя γ -квант выбывает из пучка.
2. Сформулировать закон ослабления интенсивности для параллельного моноэнергетического пучка γ -квантов.

3. Описать явление фотоэлектрического поглощения γ -квантов. От каких параметров излучения и вещества поглотителя зависит сечение фотоэффекта.
4. Описать явление комптоновского рассеяния γ -квантов.
5. Описать метод определения массового коэффициента ослабления μ γ -излучения в веществе.