



Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Техническая физика»

Лаборатория ядерной и радиационной безопасности

Лабораторный практикум по дисциплине

«Защита от ионизирующего излучения»

Лабораторная работа № 4

**Взаимодействие гамма-квантов с веществом:
зависимость линейного коэффициента поглощения
потока гамма-квантов от вида поглотителя**

Минск 2016

Цель работы:

1. Изучить основные механизмы взаимодействия и закон ослабления при прохождении гамма-излучения через вещество.

2. Измерить функцию пропускания гамма-излучения через поглотители из различных металлов. Получить зависимость линейного коэффициента ослабления от плотности и атомного номера материала поглотителя. Установить преимущественный механизм ослабления гамма-излучения для данного радионуклидного источника. Определить материал неизвестного поглотителя.

Приборы и материалы: универсальный лабораторный спектрометр с неорганическим сцинтилляционным NaI(Tl) гамма-детектором; источник гамма-излучения из комплекта образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ) - Cs-137; металлические поглотители.

Краткие теоретические сведения

СВОЙСТВА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Гамма-излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение (длина волны $\lambda < 10^{-10}$ м), возникающее при разрядке возбужденных состояний ядер. Возбужденное ядро образуется в результате радиоактивного распада или ядерной реакции, последующий переход в основное или менее возбужденное состояние ядра сопровождается излучением гамма-кванта. Помимо этого, гамма-излучение может возникать при распаде элементарных частиц, аннигиляции пар частица-античастица, торможении заряженных частиц в веществе и др.

При взаимодействии с веществом гамма-излучение проявляет чётко выраженные корпускулярные свойства, и его можно рассматривать как поток фотонов (гамма-квантов). Энергия гамма-квантов, образующихся в результате радиоактивных распадов и ядерных реакций составляет от 10 кэВ до 10 МэВ. Таким образом, указанный диапазон является характерным для реакторного гамма-излучения.

В отличие от гамма-излучения, рентгеновское излучение, которое также имеет электромагнитную природу, возникает при изменениях в состоянии электронов атомной оболочки (т. е. при перестройке электронной структуры атома, а не структуры атомного ядра) и охватывает область меньших энергий (от 100 эВ до 250 кэВ).

Энергетический спектр гамма-излучения является линейчатым, что обусловлено дискретностью энергетических состояний

атомных ядер. В различных схемах распада спектры могут быть разной степени сложности. Например, при β -распаде ^{137}Cs излучается одна гамма-линия, радионуклиды ^{60}Co и ^{22}Na дают две гамма-линии, а ^{152}Eu – 52 линии. На рисунке 1 в качестве примера приведены схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co .

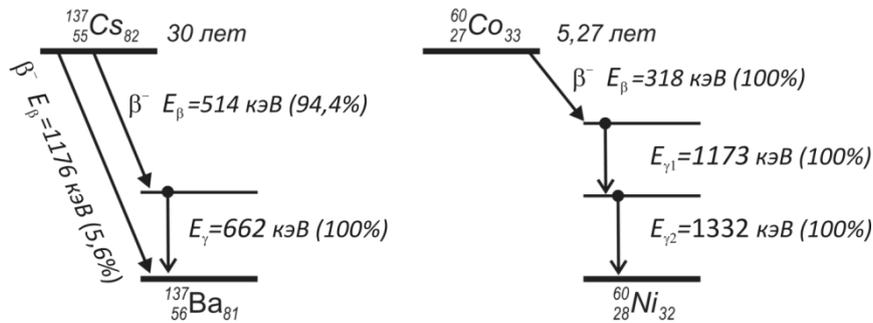


Рисунок 1 – Схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co

В большинстве случаев гамма-спектры радионуклидов содержат большое число монохроматических гамма-линий. Интенсивность и энергетический спектр гамма-излучения являются уникальными характеристиками радиоизотопа. Поскольку гамма-излучение сопровождает распад подавляющего большинства радионуклидов, знание спектров гамма-излучения даёт возможность идентифицировать состав и даже количественное содержание радиоактивных изотопов в материалах, и, в частности, определить степень выгорания ядерного топлива.

ПРОХОЖДЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

По своим свойствам гамма-лучи являются сильно проникающим излучением. В отличие от альфа- и бета-частиц, гамма-кванты обладают нулевой массой покоя, поэтому не могут замедляться в среде, а при прохождении сквозь вещество либо поглощаются целиком, либо рассеиваются с частичной потерей энергии. При этом поток гамма-излучения в целом теряет свою энергию и ослабляется.

Количественной характеристикой вероятности взаимодействия гамма-квантов с атомами поглотителя является **эффективное сечение взаимодействия** σ . Сечение численно равно вероятности взаимодействия кванта на единице пути в веществе, содержащем один атом в единице объема и имеет размерность площади (как правило, см^2 , но часто используется внесистемная единица барн, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$).

При падении узкого монохроматического параллельного пучка гамма-излучения на поглотитель количество гамма-квантов dN , убывающих из пучка за счет поглощения или рассеяния, прямо пропорционально числу падающих гамма-квантов N . Вероятности взаимодействия с атомом для каждого из них σ и концентрации атомов n на рассматриваемом малом участке пути dx :

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

Таким образом, после интегрирования получаем **экспоненциальный закон ослабления** для узких пучков монохроматического гамма-излучения:

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

где N – число оставшихся в пучке гамма-квантов.

Величина $\mu = n\sigma$ называется **линейным коэффициентом ослабления** и имеет размерность см^{-1} .

Физический смысл *линейного коэффициента ослабления* очевиден из уравнения (1): $\mu = \frac{-dN/N}{dx}$ – это *относительное ослабление гамма-излучения на единицу длины пути*.

Линейный коэффициент ослабления μ зависит от энергии гамма-квантов E_γ и химического состава вещества. Чем выше плотность ρ и больше атомный номер Z поглотителя, тем эффективнее он ослабляет гамма-излучение (например, свинец гораздо более эффективен в целях защиты, чем сталь или алюминий той же толщины).

В отличие от альфа- и бета-частиц, фотоны не имеют определённого пробега или тормозного пути в веществе. Однако величина обратная линейному коэффициенту ослабления $1/\mu$ имеет размерность длины и часто называется *средней длиной свободного пробега*.

Средняя длина свободного пробега $l = 1/\mu$ – это *среднее расстояние, которое проходит гамма-квант, прежде чем испытать взаимодействие, которое выведет его из пучка*.

Для характеристики проникающей способности гамма-излучения также вводят понятие **толщина половинного ослабления** $\Delta_{1/2}$ – *толщина поглотителя, ослабляющая поток гамма-излучения в 2 раза*. Из уравнения (2) получим:

$$\Delta_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (3)$$

Линейный коэффициент ослабления μ зависит от плотности, а потому вещества одной химической природы в разных фазовых состояниях (например, лед, вода и пар) будут иметь разные μ даже для одной и той же энергии излучения E_γ . Поэтому удобным является введение нормированного на плотность **массового коэффициента ослабления**

$$\mu_m = \mu/\rho, \quad (4)$$

имеющего размерность площади на единицу массы, см²/г.

Массовый коэффициент ослабления можно записать через сечение реакции

$$\mu_m = \mu/\rho = \frac{n \cdot \sigma}{\rho} = \frac{1}{V} \cdot \frac{m N_A}{A} \cdot \frac{\sigma}{\rho} = \frac{N_A \cdot \sigma}{A}, \quad (5)$$

где A – атомная масса;

m – масса вещества объемом V ;

$N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Массовый коэффициент ослабления μ_m не зависит от плотности и чаще приводится в таблицах, поскольку количественно определяет вероятность взаимодействия гамма-квантов с конкретным химическим элементом, вне зависимости от фазового состояния вещества.

Если материал имеет сложный химический состав, то справедлива формула:

$$\mu_m = \sum_i \mu_{mi} \omega_i, \quad (6)$$

где ω_i – массовая доля i -го элемента;

μ_{mi} – его массовый коэффициент ослабления.

Используя массовый коэффициент ослабления можно переписать экспоненциальный закон ослабления узких монохроматических пучков гамма-излучения в следующем виде:

$$N = N_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho d} = N_0 e^{-\mu_m d}, \quad (7)$$

где $d = \rho d$ – так называемая **массовая толщина вещества**, г/см².

Отметим, что в случае, если гамма-кванты в узком пучке имеют *различные энергии*, тогда закон ослабления записывается через сумму экспонент, с учётом начального количества квантов N_{0i} ,

обладающих энергией $E_{\gamma i}$, и соответствующего им массового коэффициента ослабления в веществе μ_{mi} :

$$N = \sum_i N_{0i} \cdot e^{-\mu_{mi} \cdot d}. \quad (8)$$

Важно подчеркнуть, что закон ослабления, записанный в форме (2), (7), (8) справедлив только в том случае, если испытывающие взаимодействие (рассеянные с потерей энергии) гамма-кванты не возвращаются в пучок и не изменяют его первоначальный энергетический спектр. Т. е. *энергия гамма-квантов распространяющегося пучка остаётся неизменной*. Это так называемое **«приближение узких пучков»**, и для его выполнения требуется, чтобы угол, под которым виден из детектора фильтр-поглотитель, был как можно меньше. Добиться такого эффекта можно, если ограничить ширину пучка размерами много меньше, чем средняя длина свободного пробега l гамма-квантов, и либо увеличивать расстояние между поглотителем и детектором (см. рисунок 2), либо уменьшать поперечный размер детектора. В первом случае побочно происходит уменьшение интенсивности пучка обратно пропорционально квадрату расстояния (закон обратных квадратов), во втором – возможно снижение эффективности регистрации детектора. В любом случае возрастает статистическая ошибка проводимых измерений.

Геометрию узких пучков трудно реализовать на практике. На практике распространение гамма-излучения через вещество чаще всего корректно описывает **«приближение широких пучков»**. В этом случае *детектор регистрирует не только не испытавшие взаимодействия гамма-кванты, но и рассеянные (вторичные)*.

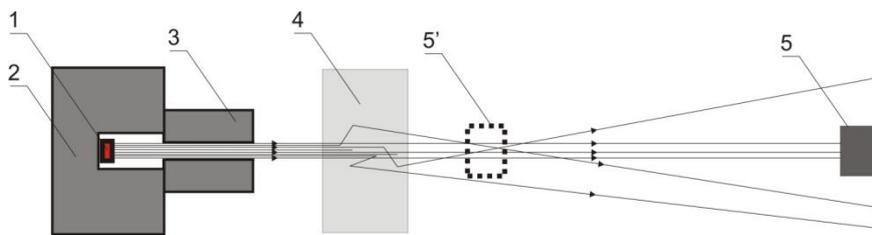


Рисунок 2 – Схема детектирования гамма-излучения после взаимодействия с веществом поглотителя:

- 1 – источник гамма-излучения; 2 – блок защиты; 3 – коллиматор;
- 4 – поглотитель; 5 – детектор, регистрирующий узкий пучок;
- 5' – детектор, регистрирующий широкий пучок

Увеличение числа детектируемых квантов за счет рассеянного излучения нужно учитывать, в частности, при определении

коэффициента ослабления вещества, иначе будет получена завышенная оценка энергии падающих гамма-квантов.

В геометрии широких пучков закон ослабления принимает вид

$$N = B(E_\gamma, d, Z) \cdot N_0 e^{-\mu_m d} . \quad (9)$$

Здесь $B(E_\gamma, d, Z)$ – **фактор накопления**, т. е. безразмерный коэффициент, принимающий значения больше или равные 1, учитывающий вклад рассеянного излучения. Величина фактора накопления зависит от многих параметров. С одной стороны – от первоначальной энергии гамма-квантов, геометрии и углового распределения излучения источника, с другой – от толщины d , зарядового числа Z и геометрии поглотителя.

Таким образом, точный расчёт ослабления потока в геометрии широких пучков представляет собой сложную задачу. В геометрии узких пучков фактор накопления $B = 1$, и формула (9) переходит в формулу (7).

МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Высокая проникающая способность гамма-излучения обусловлена характером его взаимодействия с веществом. Для создания эффективной защиты, а также для понимания принципов регистрации гамма-излучения необходимо знать механизмы ослабления гамма-излучения веществом.

В диапазоне энергий реакторных гамма-квантов основными процессами, сопровождающими прохождение гамма-излучения через вещество, являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар.

Фотоэффект

Фотоэффект – это процесс полного поглощения гамма-кванта связанным электроном атомной оболочки, в результате которого электрон высвобождается с запасом кинетической энергии, равным разности энергии фотона E_γ и энергии связи электрона $E_{св}$ (рисунок 3):

$$E_e = E_\gamma - E_{св} . \quad (10)$$

На долю ядра приходится очень малая энергия отдачи, так как масса ядра намного больше массы электрона, поэтому в выражении (10) её можно не учитывать. Однако благодаря большой массе ядра ему передаётся большая часть импульса фотона.

В отсутствие ядра, т. е. на свободных электронах, фотоэффект невозможен ввиду нарушения закона сохранения импульса.

Вероятность фотоэффекта зависит от энергии гамма-кванта и зарядового числа Z атома. Чем сильнее связь электрона с ядром, тем выше вероятность фотоэффекта. Поэтому если энергия фотона превышает энергию связи электрона на ближайшей к ядру K -оболочке, то с вероятностью свыше 80 % фотопоглощение происходит именно сильно связанными электронами K -оболочки.

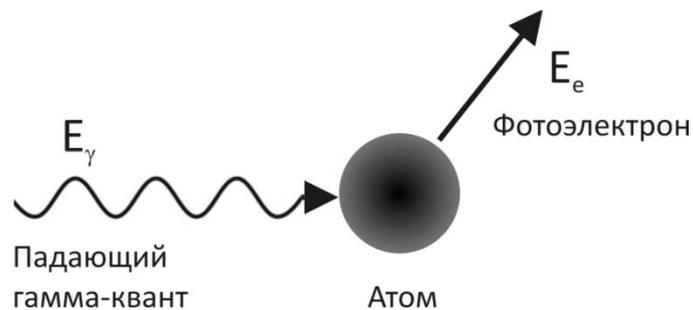


Рисунок 3 – Схематическое изображение фотоэффекта

Вакансия, которая образуется после вырывания электрона из оболочки, заполняется электроном с вышеразмещенного уровня. При этом избыточная энергия «перепрыгнувшего» электрона либо излучится в виде рентгеновского кванта, либо будет передана электрону верхней оболочки с меньшей энергией связи, что заставит его покинуть атом (т. н. электроны Оже). Таким образом, фотоэффект сопровождается либо характеристическим рентгеновским излучением, либо испусканием Оже-электронов.

Так как вероятность обмена импульсом при фотоэффекте зависит от энергии связи электрона с ядром, то факторы, которые увеличивают энергию связи в конечном счете увеличивают вероятность фотоэффекта. Поэтому, чем больше зарядовое число Z вещества, тем выше вероятность фотоэффекта (возрастает сила кулоновского притяжения электронов к ядру). В то же время вероятность фотоэффекта быстро падает при увеличении энергии гамма кванта свыше энергии связи электронов на K -й оболочке (энергия связи становится пренебрежимо мала в сравнении с E_γ).

Приближённо зависимость эффективного сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$ от E_γ и Z описывается следующими зависимостями:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{3.5}}, \text{ при } E_{\gamma} > E_K \\ \sigma_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{E_{\gamma}}, \text{ при } E_{\gamma} \gg E_K \end{array} \right., \quad (11)$$

где E_K – энергия связи на K -й оболочке.

Таким образом, фотоэффект наиболее значим для тяжёлых материалов, таких как свинец, уран, вольфрам, при низких энергиях гамма-квантов.

Эффект Комптона

Эффект Комптона – это процесс рассеяния гамма-квантов на свободных электронах вещества и на электронах внешней оболочки атома, в результате которого часть энергии фотона E_{γ} передаётся электрону (и он покидает атом), а гамма-квант с уменьшенной энергией E'_{γ} меняет направление своего движения.

Поскольку энергия связи электрона на внешних оболочках пренебрежимо меньше энергии гамма-кванта, то эффект Комптона принято рассматривать как упругое¹ столкновение гамма-кванта со свободным электроном (рисунок 4).

Направления вылета комптоновского электрона отдачи и рассеянного гамма-кванта зависят только от количества энергии, переданной электрону. Уменьшение энергии гамма кванта зависит, таким образом, от угла его рассеяния θ (угол между направлением движения падающего и рассеянного гамма-кванта):

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \cdot (1 - \cos \theta)}, \quad (12)$$

где $m_e c^2$ – энергия покоя электрона, равная 511 кэВ.

¹ Упругим рассеянием называется взаимодействие частиц, при котором сохраняется суммарная кинетическая энергия частиц до и после взаимодействия, а структура и внутреннее состояние частиц остаются неизменными.

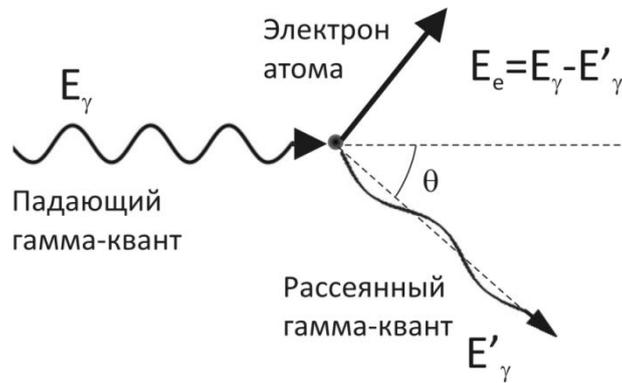


Рисунок 4 – Схематическое изображение эффекта Комптона

Энергия рассеянного кванта минимальна при лобовом столкновении ($\theta = 180^\circ$)

$$E'_{\gamma \min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (13)$$

и максимальна (практически равна энергии падающего гамма-кванта) при рассеянии на малые углы ($\theta \approx 0^\circ$).

Кинетическая энергия комптоновских электронов $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$, выбитых моноэнергетическими квантами, изменяется в широких пределах:

$$0 < E_e < \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (14)$$

При прохождении через вещество пучка гамма-излучения ввиду большого количества взаимодействующих гамма-квантов энергетическое распределение электронов отдачи в указанных границах является фактически непрерывным.

Угол рассеяния электрона при возрастании его энергии E_e от нуля до максимума изменяется от 90° до 0° .

Поскольку в комптоновском рассеянии участвуют наименее связанные электроны, ядро оказывает слабое влияние на вероятность рассеяния на отдельном электроне. Однако, так как число электронов оболочки пропорционально Z , эффективное сечение Комптон-эффекта σ_k , характеризующее вероятность рассеяния на отдельном атоме, также растёт прямо пропорционально зарядовому числу. При этом вероятность

Комптон-эффекта плавно уменьшается с ростом энергии гамма-кванта:

$$\sigma_K \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \quad (15)$$

Вероятность комптоновского рассеяния пропорциональна электронной плотности, поэтому линейный коэффициент ослабления за счёт комптоновского рассеяния μ_K можно представить в виде

$$\mu_K = n\sigma_K = \frac{N_a}{V} \sigma_K = \frac{1}{V} \frac{m}{A} N_A \cdot \sigma_K \sim \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot N_A, \quad (16)$$

где N_a – число атомов в объеме V вещества.

Ввиду того, что отношение зарядового и массового чисел Z / A является константой практически для всех химических элементов кроме водорода и самых тяжёлых (принимая $\frac{Z}{A} \approx 0,4 \dots 0,5$), можно сделать вывод, что линейный коэффициент ослабления за счёт комптоновского рассеяния μ_K возрастает прямо пропорционально плотности вещества ρ . А в области средних и больших энергий, где зависимость от энергии очень слаба, μ_K зависит практически только от плотности вещества. Массовый же коэффициент ослабления за счёт комптоновского рассеяния μ_K/ρ будет пригоден при этом для любого поглотителя.

В большинстве поглотителей комптоновское рассеяние является основным первичным процессом взаимодействия для фотонов средних и высоких энергий, а при небольших Z – и для мягких гамма-квантов (фотоэффектом для легких материалов уже можно пренебречь).

Характер углового распределения рассеянных гамма-квантов влияет на количество фотонов, возвращающихся в падающий поток. При малых энергиях $E_\gamma \ll m_e c^2$ угловое распределение симметрично относительно перпендикуляра к направлению распространения гамма-кванта (характерное «дипольное» распределение). В релятивистской области $E_\gamma \gg m_e c^2$ угловое распределение резко вытянуто вперед (рисунок 5).

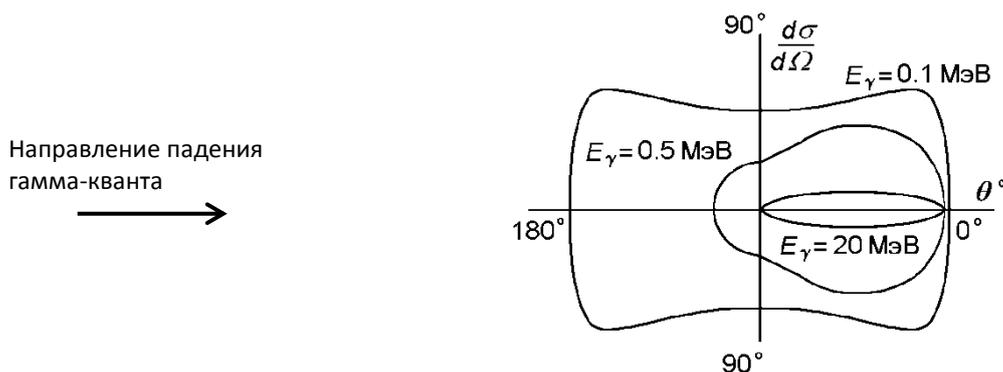


Рисунок 5 – Угловое распределение рассеянных гамма-квантов при Комптон-эффекте

Уже при $E_\gamma = 2,5$ МэВ гамма-кванты рассеиваются на угол не более чем 30° к направлению первоначального распространения, т. е. большая часть их возвращается в падающий поток. Тем самым геометрия эксперимента становится геометрией широких пучков.

Отметим, что с Комптон-эффектом связано не только рассеяние гамма-квантов, но также и их поглощение. Если гамма-источник со всех сторон окружить достаточно большими блоками из легкого вещества (например, алюминия), то за пределы блоков гамма-излучение уже не выйдет. Многократное комптоновское рассеяние в большом объеме вещества сопровождается потерей энергии гамма-квантом в каждом акте, и, в конечном счёте приводит к тому, что оставшийся низкоэнергетический квант поглощается в веществе. На явлении поглощения гамма-лучей при Комптон-эффекте основано устройство объёмной защиты из бетона, кирпича, и железа.

Эффект образования электрон-позитронных пар

Образование электрон-позитронных пар – это процесс взаимодействия высокоэнергетического гамма-кванта с электромагнитным полем ядер, приводящее к исчезновению кванта и образованию пары из электрона и позитрона: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$.

Важно отметить, что наличие ядра является необходимым условием, так как процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса². Из-за нарушения закона сохранения импульса рождение пары невозможно в отсутствие третьего тела, т. е. в вакууме. Таким образом, ядро получает значительную часть импульса, а энергия отдачи ядра при этом пренебрежимо мала ввиду большой разницы в массе ядра и электрона.

² Иногда процесс происходит в поле электрона.

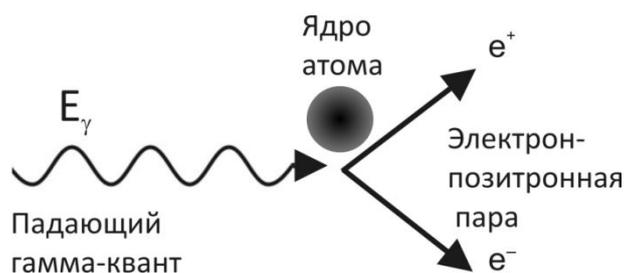


Рисунок 6 – Схематическое изображение эффекта образования электрон-позитронной пары

Взаимодействие имеет энергетический порог, равный удвоенной массе покоя электрона (1022 кэВ), поскольку это минимальная энергия, необходимая для образования электрона и позитрона. Если энергия гамма-кванта превышает порог, то избыток превращается в кинетическую энергию электрона и позитрона:

$$E_{e^-} = E_{e^+} = (E_\gamma - 1022) / 2 \text{ (кэВ)}.$$

Электрон и позитрон испускаются преимущественно в том же направлении, в котором двигался фотон, и быстро замедляются в поглотителе. Последующая аннигиляция потерявшего кинетическую энергию позитрона с каким-либо электроном вещества приводит к появлению двух квантов с энергией по 511 кэВ каждый. Образовавшиеся низкоэнергетические кванты в свою очередь могут взаимодействовать с веществом посредством фотоэффекта или Комптон-эффекта.

Вероятность образования пар $\sigma_{\text{п}}$ пропорциональна Z^2 и растёт с увеличением E_γ :

$$\sigma_{\text{п}} \sim Z^2 \ln E_\gamma. \quad (17)$$

В диапазоне $1,022 < E_\gamma < 2$ МэВ $\sigma_{\text{п}}$ во много раз меньше сечения комптоновского рассеяния. Но при высоких значениях энергии гамма-квантов ($E_\gamma > 4-5$ МэВ) образование электрон-позитронных пар становится основным механизмом поглощения, особенно для тяжёлых металлов, таких как свинец или уран. В свинце при энергии 2,0 МэВ образование пар составляет 50 % от всех взаимодействий, для углерода – при той же энергии гамма-квантов – около 4 %.

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.

В конечном итоге, несмотря на многообразие процессов взаимодействия гамма-квантов, сечения всех этих взаимодействий сравнительно невелики, поэтому гамма-излучение слабо поглощается веществом.

Полный коэффициент ослабления

Все три рассмотренные процесса взаимодействия вносят вклад в полный линейный (а значит и массовый) коэффициент ослабления μ . Так как каждый из процессов происходит независимо от других, μ можно представить как сумму из трёх слагаемых:

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}, \quad (18)$$

где $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{к}}$, $\mu_{\text{п}}$ – массовые коэффициенты ослабления, обусловленные соответственно фотоэффектом, комптоновским рассеянием, образованием электрон-позитронных пар.

Относительный вклад трех процессов взаимодействия зависит от энергии гамма-кванта и зарядового числа поглотителя. На рисунке 7 схематично показана роль различных процессов в формировании полного линейного коэффициента ослабления (пунктир). Дополнительно демонстрируется вклад ядерного фотоэффекта $\mu_{\text{фя}}$, т.е. процесса выбивания гамма-квантами отдельных нуклонов из ядра, заметное влияние которого возникает лишь на энергиях свыше 7-8 МэВ.

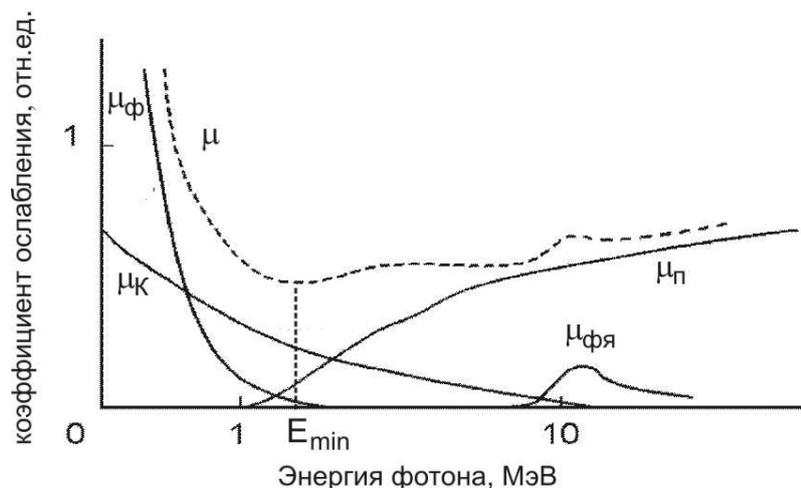


Рисунок 7 – Зависимость от энергии полного коэффициента ослабления μ и вклад его парциальных составляющих при взаимодействии гамма-излучения с веществом

Для каждого элемента всю область изменения энергии можно разбить на три части, в каждой из которых наиболее вероятен один из рассмотренных трёх основных процессов. В случае малых энергий фотоны в основном поглощаются за счет фотоэффекта, для средних энергий преобладает комптоновское рассеяние, для высоких энергий – процесс образования пар.

Главная особенность энергетической зависимости полного коэффициента ослабления – наличие минимума. Минимум связан с убыванием вероятности фотоэффекта и Комптон-эффекта на средних энергиях и ростом вероятности образования электрон-позитронных пар на больших энергиях. Энергия E_{\min} , при которой коэффициент ослабления достигает минимума уменьшается с ростом Z . Так, для азота $E_{\min} = 45$ МэВ, для алюминия – 21 МэВ, для железа – 8 МэВ, а для свинца – около 3 МэВ.

В области низких энергий для всех элементов, кроме водорода, возникает резкий подъем, который свидетельствует о том, что преобладающим процессом взаимодействия является фотоэффект. Расположение этого подъема сильно зависит от зарядового числа Z . Так для алюминия подъем начинается вблизи 0,05 МэВ, для железа – вблизи 0,1 МэВ, для свинца – 0,5 МэВ.

В области энергий от 0,2 МэВ до 2 МэВ наблюдается снижение значений коэффициента ослабления, что определяет область, в которой доминирует комптоновское рассеяние. Значения массового коэффициента ослабления μ_m в этой области для материалов с $Z > 26$ (железо) практически идентичны. А в более узкой области от 1 до 2 МэВ значения μ_m одинаковы для всех элементов. При энергиях свыше 2 МэВ для тяжелых элементов становится существенным процесс образования пар. Однако для легких элементов преобладание этого эффекта отодвигается в сторону на порядок больших энергий – 10 МэВ для железа и 15 МэВ для алюминия.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ

Пусть $N_0 = N(0)$ – количество регистрируемых гамма-квантов за время экспозиции t в отсутствие поглотителя (т. е. при $x = 0$), а $N(x)$ – количество регистрируемых гамма-квантов за такой же интервал времени после их прохождения через слой поглотителя толщиной x . Обе величины должны быть скорректированы с учетом фона. Тогда из закона ослабления для узкого моноэнергетического пучка – формула (2) – можно получить соотношение

$$N(x)/N_0 = e^{-\mu x}. \quad (19)$$

Отношение $N(x)/N_0$ называют **функцией пропускания $T(x)$** . Из соотношения (19) получаем выражение для расчета массового коэффициента ослабления:

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{N_0}{N(x)} = -\frac{\ln T(x)}{x}. \quad (20)$$

Поскольку в логарифмическом масштабе функция пропускания представляет собой прямую, среднее значение линейного коэффициента ослабления можно оценить как тангенс угла наклона такой прямой, проведенной через экспериментальные точки: $\mu = \text{tg}\varphi$ (см. рисунок 8, а). Обычно для определения значений $\text{tg}\varphi$ применяют метод наименьших квадратов (МНК). Такой способ оценки значения μ дает намного меньшую погрешность, чем усреднение значений $\mu(x)$, полученных в результате расчета по формуле (8).

В случае, если спектр гамма-излучения содержит несколько линий, то результирующее число регистрируемых гамма-квантов в геометрии узкого параллельного пучка можно представить как

$$N = N_1 + N_2 + \dots = N_{01}e^{-\mu_1 x} + N_{02}e^{-\mu_2 x} + \dots \quad (21)$$

Типичная кривая ослабления для случая двух гамма-линий представлена на рисунке 8, б. Как видно, раскладывая экспериментальную кривую на две линейных зависимости, можно определить линейные коэффициенты ослабления μ_1 и μ_2 для каждой из гамма-линий.

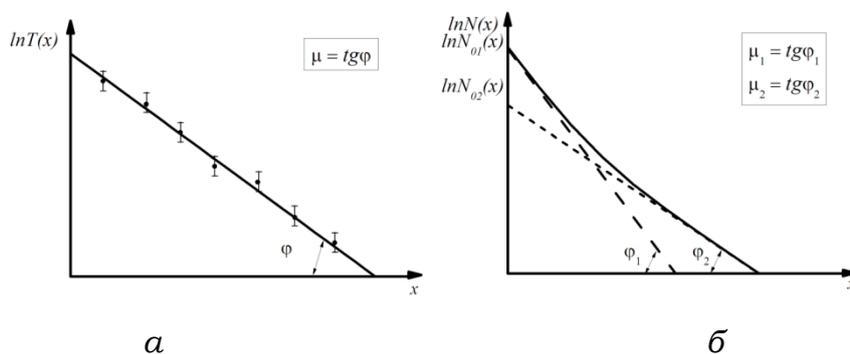


Рисунок 8 – Типичные зависимости:
 а – функции пропускания для одной гамма линии;
 б – функции ослабления для двух гамма-линий

Отметим, что в случае широкого пучка закон ослабления, строго говоря, уже нельзя выразить уравнением (2). В пучке будут встречаться многократно рассеянные гамма-кванты, имеющие меньшую энергию, чем падающие, и, соответственно, характеризующиеся другим значением μ .

Зная массовый коэффициент ослабления μ в данном веществе, по известной зависимости μ от E_γ для этого вещества можно определить энергию гамма-квантов E_γ . Так, например, в приложении 1 приведены линейные коэффициенты ослабления в зависимости от энергии источника для свинца и алюминия. Такой метод определения энергии гамма-квантов называется методом поглощения. И хотя он не претендует на большую точность, в некоторых случаях может быть полезен из-за простоты реализации.

Ход работы

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Описание экспериментальной установки

Регистрация гамма-излучения после взаимодействия с веществом поглотителя производится с помощью спектрометрического комплекса, представленного на рисунке 9. В состав комплекса входит сцинтилляционный неорганический детектор 1, свинцовый блок защиты детектора 2, базовый блок преобразования светового сигнала в электрический с последующим формированием и усилением 3, компьютер 4 и программа обработки спектрометрических данных «Spectrometer» 5. Схема взаимного расположения источника гамма-излучения, фильтра-поглотителя и детектора приведена на рисунке 10.

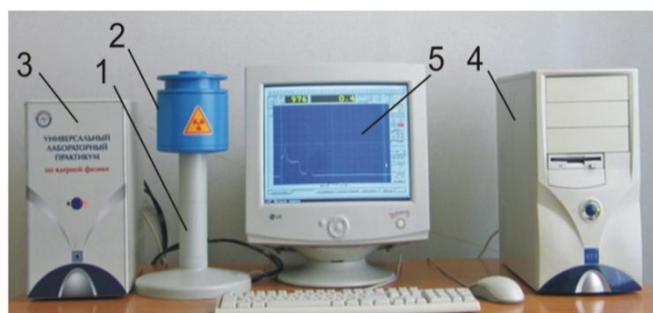


Рисунок 9 – Спектрометрический комплекс



Рисунок 10 – Геометрия эксперимента

В результате регистрации прошедшего через поглотитель излучения формируется амплитудный спектр сложной структуры, изображение которого дает программа «Spectrometer». Однако для целей данной лабораторной работы нет необходимости

интерпретировать спектр, т. е. распределение количества зарегистрированных частиц по энергиям. Достаточно получить суммарное число зарегистрированных импульсов. Эта информация по истечении времени измерения указывается в поле «Integrate».

Загрузку программы «Spectrometer» необходимо выполнять после включения спектрометра. В противном случае не устанавливается связь между электронным блоком и компьютером.

Для того чтобы детектирование проводилось корректно, необходимо правильно выбрать рабочий режим спектрометра. Изменяя на панели «Параметры» напряжение питания фотозлектронного умножителя детектора $U_{\text{ФЭУ}}$ и коэффициент усиления усилителя, нужно добиться, чтобы весь измеряемый спектр занимал первую половину экрана. При неправильном выборе режима работы спектрометра детектирование может происходить не во всем диапазоне энергий излучаемых источником частиц.

Предлагается следующий *ориентировочный режим работы*: установить напряжение питания детектора 60 %, коэффициент усиления – 4, порог шкалы (отсекающий шумы детектора) в 50 каналов. Задать время накопления спектра (время экспозиции). После чего нажать клавишу «Применить».

Для начала регистрации гамма-излучения поместите источник в углубление на крышке блока защиты детектора напротив коллимационного отверстия и запустите регистрацию, нажав кнопку «Пуск». Через заданное время набор прекратится. Принудительная остановка набора осуществляется кнопкой «Стоп». Перед следующим набором нажмите кнопку «Сброс».

При завершении регистрации, прежде чем выключить спектрометр необходимо снять высокое напряжение. Для этого установите напряжение питания детектора 0 % и нажмите клавишу «Применить».

ЗАДАНИЕ

Выполнение измерений

1. Включите компьютер, затем спектрометр. Запустите программу «Spectrometer». Установите рекомендуемый режим работы спектрометра и время экспозиции $t = 300$ с.

2. Определите среднюю толщину пластин используемых поглотителей. Для этого штангенциркулем измерьте толщину пяти различных пластин из одного материала. Измерения проводите по краю пластины, чтобы не исказить результат возможной неровностью ее поверхности. Результаты запишите в соответствующие таблицы 1-4. Рассчитайте среднее значение толщин $\langle h \rangle$.

3. Получите у преподавателя источник гамма-излучения Cs-137 и установите его на крышке блока защиты. Выполните за время экспозиции измерение спектра от источника без поглотителя

4. Найдите участок спектра, соответствующий фотопику Cs-137 (при рекомендуемых параметрах установки этот участок соответствует диапазону каналов 680-880, см. рис. 11). Выделите мышкой этот диапазон. Неудачное выделение можно отменить диагональным движением мышки по экрану. Выделенный участок предстает в развернутом на весь экран виде, и суммарный счет импульсов «Integrate» в верхнем правом углу экрана соответствует сумме импульсов в каналах выделенного диапазона. Запишите значение $N_{\text{иф}} = \text{«Integrate»}$ в таблицу.

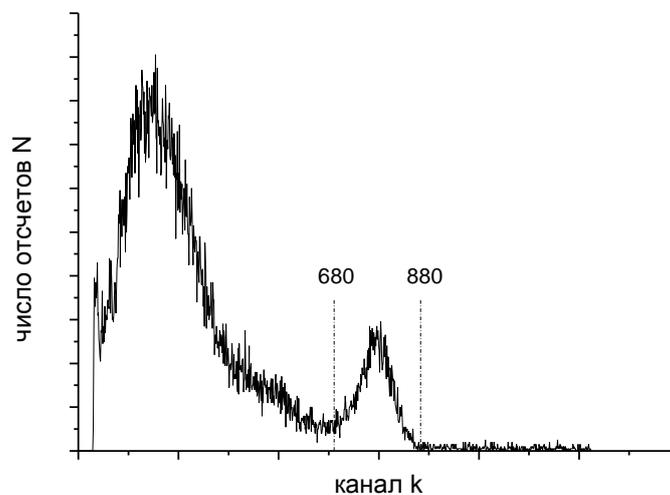


Рисунок 11 – Спектр гамма-излучения Cs-137, полученный с помощью неорганического сцинтилляционного спектрометра

Ограничение регистрации импульсами фотопика позволяет учитывать только гамма-кванты с начальной энергией $E_{\gamma}=662$ кэВ, испускаемые непосредственно Cs-137 и не вступившие во взаимодействие по пути до детектора. В рабочем веществе детектора в результате фотоэффекта эти гамма-кванты поглощаются, полностью отдавая свою энергию детектору, и их регистрация приводит к образованию в спектре так называемого фотопика. Вторичные гамма-кванты с энергией меньше E_{γ} , образующиеся при взаимодействии первичных с материалами защиты, регистрируются в спектре на участке слева от фотопика. Таким образом, при регистрации импульсов на каналах фотопика вторичные гамма-кванты не принимаются в расчет и **результаты измерения соответствуют геометрии узких пучков.**

5. Введите между источником и детектором свинцовый поглотитель с минимальной толщиной $x = n \cdot \langle h \rangle$, где n –

количество пластин согласно таблице 5. Не меняя отображаемого на экране диапазона каналов фотопика, запустите измерение и запишите полученное для фотопика значение числа импульсов за время экспозиции в таблицу. Повторите измерения, увеличивая толщину поглотителя

6. Смените поглотитель и проделайте для него аналогичные операции по п.5.

7. Уберите источник. Выполните измерение фонового значения числа импульсов $N_{\text{ф}}$ за время экспозиции в диапазоне каналов фотопика.

8. Получите истинное значение числа импульсов $N_{\text{и}}$ от источника, вычитая из значения $N_{\text{иф}}$ фоновое число импульсов $N_{\text{ф}}$. Запишите полученные результаты в таблицы 5–8.

9. Заполните таблицы 5–8.

Таблица 1 – Определение средней толщины пластины из свинца

№ измер.	1	2	3	4	5
h, мм					

Средняя толщина одной пластины $\langle h \rangle =$

Таблица 2 – Определение средней толщины пластины из меди

№ измер.	1	2	3	4	5
h, мм					

Средняя толщина одной пластины $\langle h \rangle =$

Таблица 3 – Определение средней толщины пластины из алюминия

№ измер.	1	2	3	4	5
h, мм					

Средняя толщина одной пластины $\langle h \rangle =$

Таблица 4 – Определение средней толщины пластины из неизвестного материала)

№ измер.	1	2	3	4	5
h, мм					

Средняя толщина одной пластины $\langle h \rangle =$

Таблица 5 – Свинцовый поглотитель

№	Число пластин поглотителя n	Толщина поглотителя x, см	Число гамма-квантов от источника и фона N _{иф}	$\Delta N_{иф}$	Число гамма-квантов от источника N _и	$\Delta N_{и}$
1	0					
2	2					
3	4					
4	6					
5	10					

Плотность свинца $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$, $Z = 82$.

Таблица 6 – Медный поглотитель

№	Число пластин поглотителя n	Толщина поглотителя x, см	Число гамма-квантов от источника и фона N _{иф}	$\Delta N_{иф}$	Число гамма-квантов от источника N _и	$\Delta N_{и}$
1	0					
2	2					
3	4					
4	6					
5	10					

Плотность меди $\rho = 8,92 \text{ г/см}^3$, $Z = 29$.

Таблица 7 – Алюминиевый поглотитель

№	Число пластин поглотителя n	Толщина поглотителя x, см	Число гамма-квантов от источника и фона N _{иф}	$\Delta N_{иф}$	Число гамма-квантов от источника N _и	$\Delta N_{и}$
1	0					
2	4					
3	8					
4	12					
5	16					

Плотность алюминия $\rho = 2,70 \text{ г/см}^3$, $Z = 13$.

Таблица 8 – Неизвестный поглотитель

№	Число пластин поглотителя n	Толщина поглотителя x , см	Число гамма-квантов от источника и фона $N_{иф}$	$\Delta N_{иф}$	Число гамма-квантов от источника $N_{и}$	$\Delta N_{и}$
1	0					
2	2					
3	4					
4	6					
5	8					

Завершение работы с установкой

1. Сразу же после завершения последнего измерения сообщите об этом преподавателю или сотруднику лаборатории, чтобы сдать источник. **Не доставайте источник из держателя самостоятельно и не держите его в руках или на открытой поверхности вне защиты!**

2. **Уберите до нуля высокое напряжение на детекторе, закройте программу «Spectrometer» и выключите спектрометр.**

Обработка результатов

1. Рассчитайте абсолютную погрешность оценки истинного значения числа импульсов $\Delta N_{и}$. Занесите данные в таблицы.

2. Постройте зависимость функции пропускания $T(x) = N_{и}(x) / N_{и}(0)$ (т. е. отношения числа импульсов, зарегистрированных в фотопике после прохождения гамма-излучения через поглотитель к числу импульсов в фотопике в отсутствие поглотителя) от толщины поглотителя x , используя логарифмический масштаб для оси ординат. Разместите рассматриваемые функции пропускания для всех материалов поглотителя на одном графике. Объясните ход зависимостей.

3. Постройте на отдельных графиках функции $N_{и}(x)$ вместе с погрешностями для каждого поглотителя. На основании построенных зависимостей и формулы (19) проведите для каждого из поглотителей оценку среднего значения линейного коэффициента ослабления μ и его погрешности. Используйте для этих целей метод наименьших квадратов (МНК). Разрешается провести оценку методом МНК с помощью программ для численного анализа данных (например, Origin, MatLab и т. п.).

4. Постройте зависимость линейного коэффициента ослабления μ с учетом погрешностей от атомного номера материала поглотителя Z .

5. Постройте зависимость линейного коэффициента ослабления μ с учетом погрешностей от плотности материала поглотителя ρ .

6. Используя знания, полученные из раздела «Механизмы взаимодействия гамма-излучения с веществом», проанализируйте вклад механизмов взаимодействия гамма-квантов с веществом в результирующий коэффициент ослабления μ .

7. Используя график $\mu(\rho)$, определите плотность неизвестного поглотителя и идентифицируйте его.

8. В отчете представьте результаты в виде таблиц и графиков, а также выводы.

Контрольные вопросы

1. В каких процессах образуется гамма-излучение?
2. Каковы основные виды взаимодействия гамма-излучения с веществом?
3. Что такое фотоэффект?
4. Какова зависимость вероятности фотоэффекта от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
5. На каких оболочках атома вероятность фотоэффекта наибольшая и почему?
6. Что такое эффект Комптона?
7. Какова зависимость вероятности эффекта Комптона от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
8. Что такое эффект образования пар? Почему этот эффект происходит только в поле ядра?
9. Какова зависимость вероятности образования пар от энергии гамма-лучей и от Z вещества?

ПРИЛОЖЕНИЕ

Плотность чистых металловⁱ

Металл	Плотность, г/см ³
Алюминий	2,7
Бериллий	1,84
Ванадий	6,5-7,1
Висмут	9,8
Вольфрам	19,3
Галлий	5,91
Гафний	13,09
Германий	5,33
Золото	19,32
Индий	7,36
Иридий	22,4
Кадмий	8,64
Кобальт	8,9
Кремний	2,55
Литий	0,53
Магний	1,74
Медь	8,94
Молибден	10,3
Марганец	7,2-7,4

Металл	Плотность, г/см ³
Натрий	0,97
Никель	8,9
Олово	7,3
Палладий	12,0
Платина	21,2-21,5
Рений	21,0
Родий	12,48
Ртуть	13,6
Рубидий	1,52
Рутений	12,45
Свинец	11,37
Серебро	10,5
Талий	11,85
Тантал	16,6
Теллур	6,25
Титан	4,5
Хром	7,14
Цинк	7,13
Цирконий	6,53

ⁱ Значения плотности различных металлических сплавов приведены, например, на сайтах <http://www.galakmet.ru/directory/density/> и <http://www.alfametal.ru/?id=plmetspl>