

РАБОТА № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментальное исследование законов ослабления фотонного излучения при прохождении его через материалы поглотителей с различными порядковыми атомными номерами.

ВВЕДЕНИЕ

В элементарных актах взаимодействия фотонного излучения с веществом происходит его поглощение и неупругое рассеяние, следствием чего является уменьшение интенсивности (потока, плотности потока) первичного гамма-излучения и появление вторичного излучения: рассеянных гамма - квантов и электронов.

Ослабление интенсивности излучения γ -квантов в области средних энергий (до 10 МэВ) происходит в основном в результате трех процессов: фотоэффекта, комптон - эффекта (комптоновского рассеяния) и эффекта образования электронно-позитронных пар. Вероятность взаимодействия по каждому эффекту характеризуется своим коэффициентом, зависящим от энергии γ -квантов и эффективного атомного номера материала. В общем случае все три процесса могут протекать одновременно, поэтому полный линейный коэффициент ослабления моноэнергетического фотонного излучения μ (см⁻¹) равен сумме трех коэффициентов:

$$\mu = \tau + \sigma + \chi, \quad (1.1)$$

где τ , σ , χ -линейные коэффициенты ослабления, соответственно характеризующие вероятность фотоэффекта, комптон - эффекта и эффекта образования пар.

Вероятность того или иного процесса взаимодействия определяется энергией фотонного излучения и эффективным атомным номером вещества.

При фотоэлектрическом поглощении (фотоэффекте) фотон поглощается атомом и освобождается фотоэлектрон. Преимущественно фотоэффект идет на К- оболочке, но в любом случае должно соблюдаться условие $E_\gamma > E_i$, где E_i - энергия связи электрона. Баланс энергии при фотоэлектрическом поглощении имеет вид:

$$E_\gamma = E_i + E_e, \quad (1.2)$$

где E_e - кинетическая энергия вылетевшего электрона.

Вылетевший из атома электрон освобождает место на соответствующем энергетическом уровне (то есть появляется дырка), которое может быть занято менее связанным электроном с расположенных выше L-, M-, N- оболочек. При этом выделяется квант характеристического рентгеновского излучения, спектр которого определяется энергетическим положением электронных уровней конкретного материала-поглотителя, и кроме того, как конкурирующий процесс, возможен вылет из атома одного из электронов с верхних электронных оболочек, так называемый эффект Оже (появляется Оже-электрон).

Коэффициент фотоэлектрического поглощения можно записать в виде суммы двух коэффициентов:

$$\tau = \tau_K + \tau_s \quad (1.3)$$

где τ_K - часть коэффициента, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в кинетическую энергию электронов; τ_s - часть коэффициента, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического рентгеновского излучения. Величина τ_s относительно мала, что на практике с ней не считаются. Зависимость τ от энергии E_γ и порядкового атомного номера z имеет следующий вид:

$$\tau = c \cdot z^4 / E_\gamma^3, \quad (1.4)$$

где c - коэффициент, постоянный между скачками поглощения (резонансным поглощением) и постоянный для всех энергий выше энергии, соответствующей К-краю поглощения.

Анализируя формулу (1.4), можно сказать, что фотоэффект с наибольшей вероятностью идет при малых энергиях фотонов и для материалов с большим порядковым атомным номером z .

При увеличении энергии фотонов при постоянном z сечение фотоэффекта падает и начинает преобладать эффект комптоновского рассеяния. Это есть неупругое рассеяние фотона на свободном электроне, при котором в каждом акте взаимодействия первичный гамма-квант передает "свободному" электрону атома часть своей энергии, испытывая неупругое рассеяние. Вторичный (рассеянный) гамма-квант $E\gamma_s$ имеет меньшую энергию, чем первичный $E\gamma$ и изменяет направление распространения, а электрон получает некоторую кинетическую энергию $E_{ке}$. Соответственно баланс энергии при комптоновском рассеянии имеет вид:

$$E_{ке} = E\gamma - E\gamma_s. \quad (1.5)$$

Сечение (то есть вероятность) комптоновского рассеяния состоит из двух составляющих, имеющих тот же смысл, что и при фотоэффекте:

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_s. \quad (1.6)$$

Зависимость σ от энергии и порядкового номера имеет вид:

$$\sigma \cong z f(E\gamma_0), \quad (1.7)$$

то есть эффект комптоновского рассеяния прямо пропорционален z и плавно падает с ростом энергии гамма-излучения.

Угол между падающим и рассеянным гамма-излучением определяется из условия

$$E\gamma_s = E\gamma / [1 + (E\gamma/m_0c^2) * (1 - \cos \theta)], \quad (1.8)$$

где $m_0c^2 = 0,511$ МэВ – энергия массы покоя электрона, θ - угол рассеяния первичного гамма-кванта. Из формулы следует, что при больших энергиях при обратном рассеянии (угол $\theta = 180^\circ$, то есть обратное направление)

появляются рассеянные назад гамма-кванты с энергией 0,225 МэВ. Обратно рассеянное излучение называется альбедным.

На практике вторичное фотонное излучение, появляющееся при комптон-эффекте, необходимо учитывать при определении доз, толщины защитных барьеров и их конфигураций.

Эффект образования пар – эффект рождения электрона и позитрона в поле ядра или электрона. При эффекте образования пар происходит полное поглощение первичных гамма - квантов и появление электрона и позитрона:

$$E_{\gamma} = E_{e^{-}} + E_{e^{+}} + 1,022 \text{ МэВ}, \quad (1.8a)$$

где $E_{e^{-}}, E_{e^{+}}$ - кинетические энергии электрона и позитрона соответственно, $1,022 \text{ МэВ} = 2m_0c^2$ - энергия массы покоя электрона и позитрона. То есть этот эффект пороговый и протекает при $E_{\gamma} > 2m_0c^2$.

Движущийся в веществе позитрон, замедлившись, взаимодействует с одним из электронов, аннигилирует и в результате появляется вторичное фотонное излучение в виде двух разлетающихся в противоположные стороны аннигиляционных гамма- квантов с суммарной энергией 1,022 МэВ. Таким образом, энергия первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию ионизирующих частиц и в энергию аннигиляционного фотонного излучения. Поэтому по аналогии с τ и σ для сечения эффекта образования пар χ можно записать:

$$\chi = \chi_{\kappa} + \chi_s. \quad (1.9)$$

Зависимость χ от энергии и порядкового номера имеет вид:

$$\chi \cong z^2 (E_{\gamma} - 2m_0c^2). \quad (1.10)$$

Анализируя (1.10), можно сказать, что данный эффект идет с большей вероятностью для материалов с большим порядковым номером и при больших энергиях фотонов (больше 1,022 МэВ). Он слабо влияет на линейный коэффициент ослабления μ при энергии фотонов, испускаемых естественными и искусственными радионуклидами, и является

определяющим для фотонов с большой энергией, генерируемых на ядерно-физических установках.

По аналогии с парциальными коэффициентами τ , σ , χ можно для полного коэффициента μ записать:

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (1.11)$$

где μ_k - часть коэффициента, характеризующая долю энергии первичных фотонов, преобразованную в кинетическую энергию заряженных частиц в результате всех процессов взаимодействия; μ_s - часть коэффициента, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в результате всех процессов взаимодействия в энергию вторичного фотонного излучения (характеристическое, комптоновское, аннигиляционное, а также тормозное, возникающее при торможении заряженных частиц в поле ядра).

Для дозиметрии особенно существенна та часть энергии фотонов, которая преобразуется в кинетическую энергию электронов, т.к. именно заряженные частицы создают радиационный эффект.

На рис.1.1 представлены зависимости парциальных сечений τ , σ , χ как функции энергии гамма-квантов для алюминия и свинца соответственно.

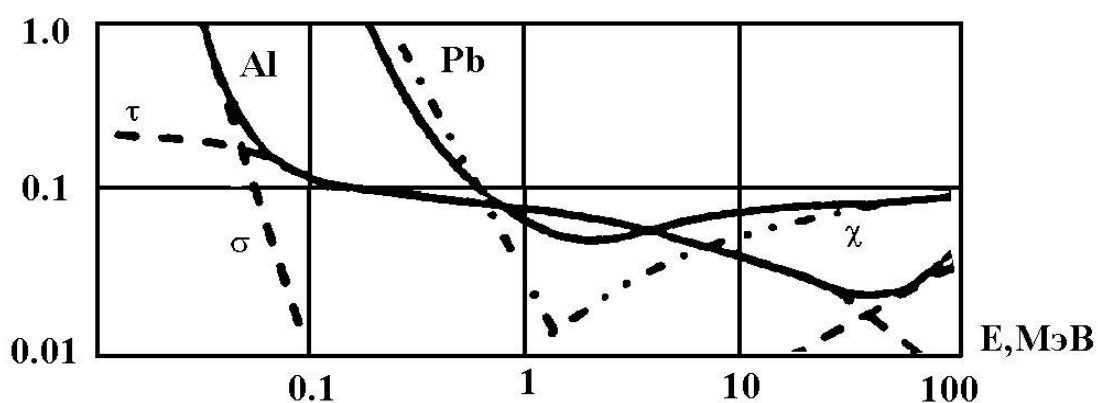


Рис.1.1. Зависимости парциальных сечений τ , σ , χ от энергии фотонов для алюминия и свинца

Наряду с линейным коэффициентом ослабления μ различают массовый μ_m , атомный μ_a и электронный μ_e коэффициенты ослабления.

Связь между ними определяется соотношениями:

$$\mu = \mu_m \rho = \mu_a \frac{N_A}{A} \rho = \mu_e \frac{N_A}{A} Z \rho, \quad (1.12)$$

где N_A - число Авогадро; A - массовое число; Z - атомный номер; ρ - плотность среды.

Характер ослабления гамма-излучения при прохождении через вещество будет зависеть от того, присутствуют ли рассеянные гамма - кванты в потоке излучения или нет. В связи с этим различают ослабление гамма - излучения в условиях геометрии “узкого” пучка или “широкого” пучка. Геометрию “узкого” пучка обычно воспроизводят в лабораторных условиях для измерения коэффициента ослабления. С помощью коллиматоров выделяется узкий пучок гамма - квантов, не испытавших взаимодействие с веществом (рис.1.2), и рассеянные гамма-кванты не регистрируются детектором

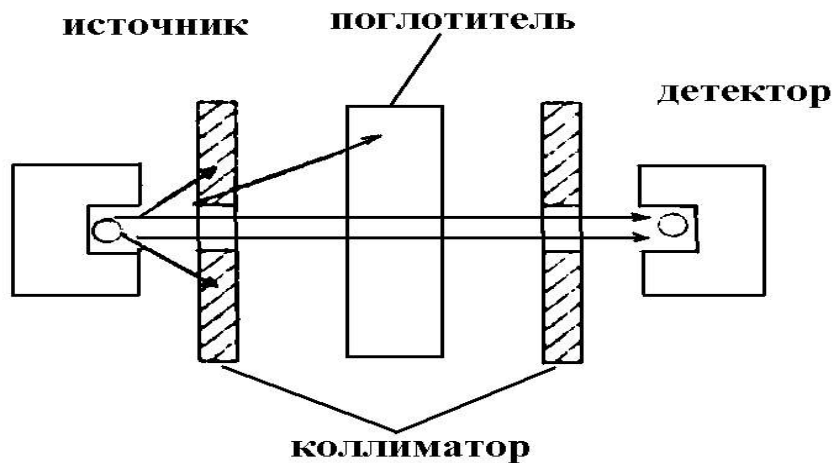


Рис.1.2. Схема измерения коэффициента ослабления гамма-излучения в геометрии “узкого” пучка

В этом случае закон ослабления носит экспоненциальный характер:

$$I = I_0 \exp(-\mu d), \quad (1.13)$$

где I_0 и I – интенсивность (поток, плотность потока) гамма - квантов соответственно до и после поглотителя толщиной d .

На практике условия, как правило, таковы, что рассеянное излучение остается в общем потоке излучения. В этом случае реализуется геометрия “широкого пучка” и ослабление интенсивности гамма - квантов уже не подчиняется простому экспоненциальному закону.

Для “широкого” пучка ослабление интенсивности излучения будет происходить медленнее, чем в геометрии “узкого” пучка, за счет вклада многократно рассеянных фотонов (рис.1.3).

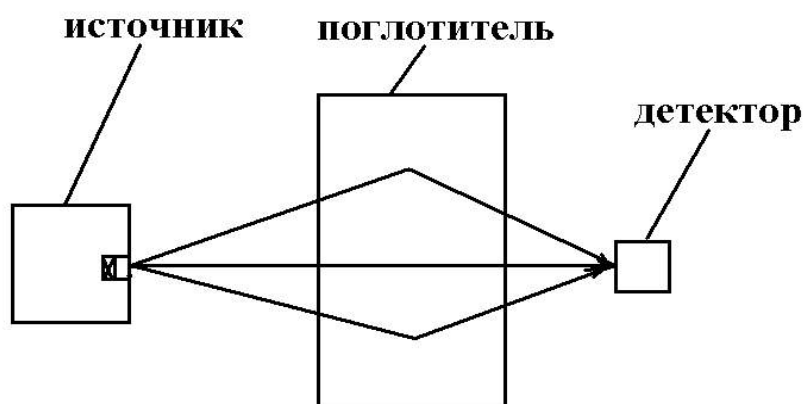


Рис.1.3. Схема измерения коэффициента ослабления гамма-излучения в геометрии “широкого” пучка

Различие между характером ослабления фотонного излучения в условиях “узкого” и “широкого” пучков характеризуется фактором накопления B . Фактор накопления B зависит от энергии первичного фотонного излучения E_γ , атомного номера вещества поглотителя Z и толщины поглотителя d : $B=f(E_\gamma, Z, \mu d)$. Эта зависимость сложная, но в общем случае фактор накопления увеличивается с увеличением толщины поглотителя, т.к. возрастает вероятность многократного рассеяния, кроме того B имеет наибольшее значение в той области энергий гамма - квантов и для тех Z , где преобладает комптоновское рассеяние.

Для “широкого” пучка закон ослабления интенсивности (потока, плотности потока) фотонного излучения имеет вид:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \cdot B. \quad (1.14)$$

Для геометрии “узкого” пучка и из (1.13) получается:

$$\ln(I / I_0)_{\text{узк}} = -\mu d. \quad (1.15)$$

Для “широкого” пучка из (1.14) получается:

$$\ln(I / I_0)_{\text{шир}} = -\mu d + \ln B. \quad (1.16)$$

Разность между значениями соотношений (1.15) и (1.16) позволяет определить значение фактора накопления B при определенной толщине поглотителя. Значение фактора накопления B всегда больше единицы.

Для различных регистрируемых эффектов для моноэнергетического фотонного излучения различают следующие виды факторов накопления: числовой (для плотности потока), энергетической (для плотности потока энергии), дозовый (для экспозиционной дозы) и поглощенной энергии (для поглощенной в среде энергии).

Для различной геометрии (протяженности) защиты различают следующие виды факторов накопления: B_∞ - для бесконечной геометрии (источник и детектор помещаются в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде); $B_{1/2\infty}$ - полубесконечная геометрия (источник находится в бесконечной поглощающей и рассеивающей среде, а детектор - вне ее и наоборот); B_δ -барьерная геометрия (источники детектор разделены барьером); B_o -барьерная геометрия (источник и детектор разделены средой с конечными поперечными размерами – теневая защита).

При расчете защиты в условиях барьерной геометрии пользуются справочным поправочным коэффициентом:

$$R(E_\gamma, Z) = \frac{B_\delta(E_\gamma, Z, \mu x)}{B_\infty(E_\gamma, Z, \mu x)}, \quad (1.17)$$

тогда уравнение (1.14) с учетом R для барьерной геометрии будет выражаться формулой

$$I = I_0 e^{-\mu d} B \cdot R. \quad (1.18)$$

Эффективный атомный номер вещества $Z_{эфф}$ вводится для сред, состоящих из нескольких элементов. $Z_{эфф}$ - эффективный атомный номер сложного вещества, под которым в дозиметрии понимают атомный номер такого условно простого вещества, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон среды - $\mu_{ке}$, является таким же, как и для данного сложного вещества. Так как $\mu_{ке} \cong f(E_\gamma)$, то и $Z_{эфф} \cong f(E_\gamma)$. В области энергий, где доминирует фотоэффект, значение $Z_{эфф}$ рассчитывается по следующей формуле:

$$Z_{эфф} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^l \alpha_i Z_i^4}{\sum_{i=1}^l \alpha_i Z_i}}. \quad (1.19)$$

Для комптон-эффекта понятие $Z_{эфф}$ не имеет смысла, так как рассеяние гамма-квантов идет на свободном электроны. В области энергий, где доминирует эффект образования пар, значение $Z_{эфф}$ рассчитывается по формуле:

$$Z_{эфф} = \frac{\sum_{i=1}^l \alpha_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^l \alpha_i Z_i}, \quad (1.20)$$

где α_i , z_i - соответственно массовая доля и атомный номер каждого элемента, составляющего сложное вещество, l - число элементов. Материалы, имеющие $Z_{эфф} = Z_{эфф}$ воздуха (7,64) называются воздухоэквивалентными, а материалы, имеющие $Z_{эфф} = Z_{эфф}$ биологической ткани - тканеэквивалентными.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка включает в себя источник гамма - излучения ^{137}Cs ($E_\gamma = 0,662$ МэВ), помещенный в канал защитного контейнера (снаружи канал закрывается вращающимся коллиматором из свинца толщиной 10 см); защитный домик с детектором излучения (газоразрядный счетчик СТС-6), источник питания счетчика - радиометр УИМ-2 и пересчетное устройство ПСО2-4. В качестве поглотителей используется набор пластин из алюминия, свинца, стали, бетона, плексигласа различной толщины. Пластины устанавливаются на тележку и фиксируются в вертикальном положении ползуном. Дверца защитного домика детектора имеет отверстие, которое играет роль коллиматора в геометрии “узкого” пучка (дверца закрыта). Для получения геометрии “широкого” пучка дверца открывается и опускается на полозья направляющей (для этого предварительно снимается тележка, а потом она снова устанавливается на полозья направляющей).

Для введения источника излучения в рабочее положение необходимо ручку подвижного коллиматора установить в вертикальное положение, в положение “хранение” - горизонтальное.

Т.к. прибор ПСО2-4 измеряет число импульсов за определенный промежуток времени ϕ , то в эксперименте вместо интенсивности излучения I будем использовать значение ϕ - число импульсов, регистрируемое за определенный промежуток времени, или скорость счета, имп/с (смысл формул (1.13)- (1.16) не меняется).

ЗАДАНИЕ

1. После сдачи коллоквиума по лабораторной работе получить у ведущего преподавателя задание на работу. Ознакомиться с приборами и подготовить их к работе.

2. Осуществить геометрию “узкого” пучка и провести измерение фона - ϕ_0 и начальное значение числа импульсов от источника (в обоих случаях

пластины поглотителей отсутствуют). При этом время измерений должно быть не менее 100 с.

3. В геометрии “узкого” пучка определить число импульсов ϕ_i при различных толщинах d_i двух видов поглотителей, рекомендованных преподавателем (пластины располагать вплотную к источнику).

4. Осуществить геометрию “широкого” пучка и провести аналогичные п.2 и п.3 измерения числа импульсов (пластины располагать вплотную к детектору). При этом время измерения фона должно быть не менее 100 с, время измерения числа импульсов с применением источника – не менее 30 с. Обратите внимание, что в геометрии «узкого» пучка и «широкого» пучка значения фона отличаются.

На каждой кривой ослабления необходимо получить не менее 8-10 точек. При малой толщине поглотителя наблюдается наибольшее отклонение от законов, определяемых (1.13) и (1.14), поэтому рекомендуется по возможности (зависит от толщины имеющихся пластин) половину точек (5-6) на кривой ослабления получить на начальном участке кривой.

Каждое из измерений (получение одной точки на кривой) повторяется не менее трех раз; в расчетах в дальнейшем используется среднее значение ϕ_i .

Для обработки результатов измерений рекомендуется использовать ПЭВМ (любые прикладные программы – ORIGIN, EXCEL, MATLAB и т.д.).

ПРАКТИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

1. Для каждого материала поглотителя построить кривые ослабления фотонного излучения в зависимости от толщины материала d_i в условиях геометрии “узкого” и “широкого” пучков в координатах $\frac{n_i - n_\Phi}{n_o - n_\Phi} = f(di)$,

где n_0 – скорость счета импульсов от источника при отсутствии поглотителя;

n_i – скорость счета импульсов от источника при наличии поглотителя толщиной d_i ;

n_Φ - скорость счета импульсов фона (зависит от геометрии измерений).

2. По кривым ослабления для геометрии “узкого” пучка для каждого материала поглотителя определить коэффициенты ослабления $\mu_{\text{эксп}}$. Сравнить $\mu_{\text{эксп}}$ со справочными значениями $\mu_{\text{справ}}$ и определить относительную погрешность по формуле

$$\delta = [\mu_{\text{эксп}} - \mu_{\text{справ}} / \mu_{\text{справ}}] \cdot 100\%. \quad (1.19)$$

3. Для исследованных материалов поглотителей определить фактор накопления $B_{\text{эксп}}$, сравнивая кривые ослабления в геометрии “узкого” и “широкого” пучков. Построить зависимость $B_{\text{эксп}} = f(\mu d)$ и $B_{\text{эксп}} = f(\mu d) \cdot R$. На этом же графике нанести справочные значения дозовых факторов накопления $B_{\text{справ}}$. Оценить в процентах отличие $B_{\text{эксп}}$ и $B_{\text{справ}}$ при некой фиксированной толщине поглотителя.

4. Для каждого материала определить слои половинного ослабления $\Delta_{1/2\text{эксп}}$ в геометрии “узкого” и “широкого” пучков и сравнить их со справочными значениями $\Delta_{1/2\text{справ}}$, рассчитать относительную погрешность.

5. В выводах сделать сравнительный анализ защитных свойств материалов поглотителей с различными $Z_{\text{эфф}}$, используя экспериментально полученные значения μ и $\Delta_{1/2}$. Сравнить полученные результаты и теорией. Объяснить наблюдаемую погрешность.

6. Отчет должен содержать:

- краткие теоретические предпосылки, характеризующие взаимодействие фотонного излучения в веществом;
- основные используемые формулы;
- схему экспериментальной установки;
- экспериментальные результаты в виде таблиц и графиков;
- необходимые справочные данные, расчет погрешности измерений;
- аргументированные выводы по работе с анализом экспериментальных данных.

Отчет должен быть оформлен в соответствии с общими установленными правилами, сдается один на бригаду, защищается каждым членом бригады.