

Лабораторная работа 5.1.

Измерение коэффициента ослабления
потока γ -лучей в веществе и определение их
энергии

SOMEVEODY, B01-909

27 сентября 2021 г.

Содержание

1	Теоретические сведения	3
1.1	Фотоэлектрическое поглощение.	3
1.2	Комптоновское рассеяние.	5
1.3	Образование пар	6
1.4	Полный коэффициент ослабления γ -лучей	6
2	Экспериментальная установка	8
3	Ход работы	9
4	Вывод	14

Цель работы: С помощью сцинтиляционного счетчика измерить линейные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в свинце, железе и алюминии; по их величине определить энергию γ -квантов.

1 Теоретические сведения

Гамма-лучи возникают при переходе возбужденных ядер из одного энергетического состояния в другое, более низкое. Энергия γ -квантов обычно заключена между несколькими десятками килоэлектронвольт и несколькими миллионами электрон-вольт. Гамма-кванты не несут электрического заряда, их масса равна нулю. Проходя через вещество, пучок γ -квантов постепенно ослабляется. Ослабление происходит по экспоненциальному закону, который может быть записан в двух эквивалентных нормах:

$$I = I_0 e^{-\mu l}, \quad I_0 e^{-\mu' m_1} \quad (1)$$

В этих формулах I, I_0 — интенсивности прошедшего и падающего излучений, l — длина пути, пройденного пучком γ -лучей, m_1 — масса пройденного вещества, приходящаяся на единицу площади, μ и μ' — константы, величина которых зависит от вещества, сквозь которое проходят γ -лучи. Длину пути l обычно выражают в сантиметрах, поэтому μ имеет размерность см^{-1} ; величину m_1 измеряют в г/см^2 , так что размерность μ' равна $\text{см}^2/\text{г}$. Форма записи через массу является предпочтительной, потому что μ' , в отличие от μ , не зависит от плотности среды.

Ослабление потока γ -лучей, происходящее при прохождении среды, связано с тремя эффектами: **фотоэлектрическим поглощением**, **комптоновским рассеянием** и с **генерацией электрон-позитронных пар**. Рассмотрим эти эффекты.

1.1 Фотоэлектрическое поглощение.

При столкновении γ -квантов с электронами внутренних атомных оболочек может происходить поглощение квантов. Энергия γ -кванта передается соответствующему электрону, а импульс делится между этим электроном и оставшимся после его вылета ионом. Свободный электрон

не может поглотить γ -квант, так как при этом невозможно одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса. Наружные электроны не принимают участия в фотоэлектрическом поглощении, потому что они слабо связаны в атоме, так что их практически можно считать свободными. Вероятность $dP_{\text{ф}}$ фотоэлектрического поглощения γ -квантов пропорциональна длине пути dl и плотности электронов в среде (в расчет должны приниматься только электроны, принадлежащие внутренним оболочкам атомов):

$$dP_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} n_1 dl, \quad \mu_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} n_1 \quad (2)$$

Здесь n_1 — плотность внутренних электронов, а $\sigma_{\text{ф}}$ — поперечное сечение фотоэлектрического поглощения. Поперечное сечение характеризует вероятность фотоэффекта, рассчитанную на один электрон. Связь между $\mu_{\text{ф}}$ и $\sigma_{\text{ф}}$ устанавливается из формулы (1) и в явном виде определяет зависимости μ от плотности среды.

Пусть в результате фотоэффекта энергия γ -кванта передается электрону, находящемуся на i -й оболочке атома. Обозначим через W_i энергию связи этого электрона. После вылета из атома электрон приобретает кинетическую энергию $T_i = \hbar\omega - W_i$. Освободившееся после вылета электрона место заполняется затем одним из электронов с вышележащих оболочек. При таких переходах возникает характеристическое рентгеновское излучение.

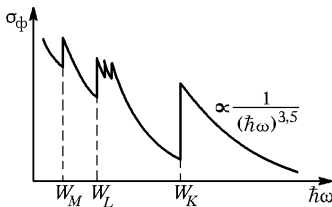


Рис. 1.1: Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

Вероятность фотоэффекта сложным образом зависит от энергии γ -лучей и от заряда ядер. Для оценок можно пользоваться формулой

$$\sigma_{\text{ф}} \propto \frac{Z^5}{(\hbar\omega)^{3,5}} \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что вероятность фотоэффекта быстро возрастает при переходе от легких элементов к тяжелым резко падает с увеличением энергии γ -квантов. На рис. 1.1 показана энергетическая зависимость сечения фотоэффекта. Из рисунка видно, что при

энергиях γ -квантов, лежащих в области атомных энергий связи, сечение претерпевает резкие изменения: при возрастании энергии это сечение скачкообразно возрастает, когда становится возможным выбивание электронов с очередной оболочки (на рис. 1.1 это скачки при энергиях W_M, W_L, W_K , соответствующих энергиям связи M, L и K -электронов). В этой области сечение фотоэффекта очень велико по сравнению с сечениями других процессов. Поэтому фотоэффект является доминирующим механизмом поглощения γ -квантов при не очень высоких энергиях.

1.2 Комптоновское рассеяние.

Комптоновским рассеянием (или комптоновским эффектом) называется упругое столкновение γ -кванта с электроном. При таком столкновении γ -квант передает электрону часть своей энергии, величина которой определяется углом рассеяния. В отличие от фотоэффекта, который может идти только на сильно связанных электронах, комптоновское рассеяние происходит на свободных или слабосвязанных электронах. Роль эффекта Комптона становится существенной только тогда, когда энергия квантов становится много больше энергии связи электронов в атоме (когда достаточно падает вероятность фотоэффекта). Атомные электроны в этом случае можно считать практически свободными, что обычно и делается при теоретическом анализе.

Вероятность комптон-эффекта сложным образом зависит от энергии γ -квантов. В том случае, когда энергия γ -кванта много больше энергии покоя электрона, формула сильно упрощается, и выражение для сечения комптон-эффекта приобретает вид:

$$\sigma_k = \pi r^2 \frac{mc^2}{\hbar\omega} \left(\ln \frac{2\hbar\omega}{mc^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (4)$$

где $r \simeq 2,8 \cdot 10^{-13}$ — классический радиус электрона, m — его масса. Из формулы (4) следует, что сечение комптон-эффекта с ростом энергии фотонов падает далеко не так резко, как сечение фотоэффекта. Сечение σ_k относится к одному свободному электрону, в то время как приведенное выше сечение фотоэффекта (3) рассчитано на атом. Комптоновское рассеяние, отнесенное к атому, оказывается, естественно, в Z раз больше.

Комптоновский коэффициент линейного ослабления μ_k связан с сечением σ_k формулой, аналогичной (2). Под n следует в этом случае по-

нимать плотность слабо связанных электронов, т. е. практически полную плотность электронов в веществе. Отметим в заключение, что, в отличие от фотоэффекта, эффект Комптона приводит не к поглощению γ -квантов, а к их рассеянию и уменьшению их энергии.

1.3 Образование пар

При энергиях γ -лучей, превышающих $2mc^2 = 1,02$ МэВ, становится возможен процесс поглощения γ -лучей, связанный с образованием электрон-позитронных пар. Рождение пар не может происходить в вакууме, оно возникает в электрическом поле ядер. Вероятность этого процесса приблизительно пропорциональна Z^2 и сложным образом зависит от энергии фотона. При энергиях больше $2mc^2$ фотоэффект даже для самых тяжелых ядер уже не играет практически никакой роли. Вероятность образования пар должна поэтому сравниваться с вероятностью комптоновского рассеяния. При энергиях, с которыми приходится иметь дело при изучении ядер, рождение пар существенно только в самых тяжелых элементах. Так, даже для свинца вероятность рождения пар сравнивается с вероятностью комптоновского эффекта только при энергии около 4,7 МэВ.

1.4 Полный коэффициент ослабления γ -лучей

Полный линейный коэффициент μ ослабления пучка γ -квантов при прохождении через вещество равен сумме коэффициентов для всех трех рассмотренных процессов. На рис. 1.2 изображены графики μ для различных материалов.

Обратимся вновь к формуле (1). Ее нетрудно получить из теоретических соображений. Рассмотрим опыты, поставленные в хорошей геометрии, т. е. в условиях, когда исследуется прохождение сквозь вещество узкого параллельного пучка γ -лучей. В этом случае не только фотоэлектрическое поглощение и генерация пар, но и комптоновское рассеяние выводит γ -кванты из пучка. Поэтому при прохождении через вещество меняется только количество, но не энергия γ -квантов в пучке, так что коэффициент μ , характеризующий поглощение γ -квантов в веществе, не зависит от длины пути. Обозначим через $-dN$ число γ -квантов, выбывших из пучка на пути dl . Это число пропорционально имеющемуся их

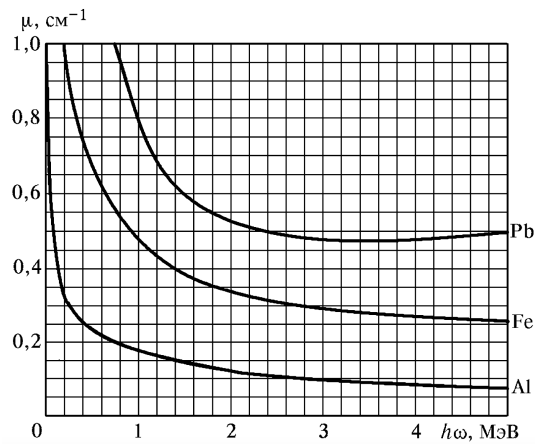


Рис. 1.2: Полные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в алюминии, железе и свинце

числу N и пройденному пути dl . Имеем, следовательно,

$$-dN = \mu N dl \Rightarrow N = N_0 e^{-\mu l} \quad (5)$$

т.е. то же самое, что и формула (1). В плохой геометрии, когда рассеянные под небольшими углами γ -кванты остаются в пучке, их спектр с прохождением вещества меняется, и формула (1), вообще говоря, неприменима. Эта формула, однако, работает и в этом случае лучше, чем можно было бы ожидать. Причина хорошего согласия заключается в том, что γ -кванты с энергией 1 – 2 МэВ, потерявшие энергию из-за комптоновского рассеяния, быстро выбывают из пучка из-за резкого увеличения сечений $\sigma_{\text{ф}}$ и $\sigma_{\text{к}}$.

В данной работе коэффициент ослабления μ измеряется в хорошей геометрии. Из формулы (1) или (5) имеем

$$\mu = \frac{1}{l} \ln \frac{N_0}{N} \quad (6)$$

Для определения коэффициента ослабления нужно, таким образом, измерить толщину образца l , число падающих частиц N_0 и число частиц N , прошедших через образец.

2 Экспериментальная установка

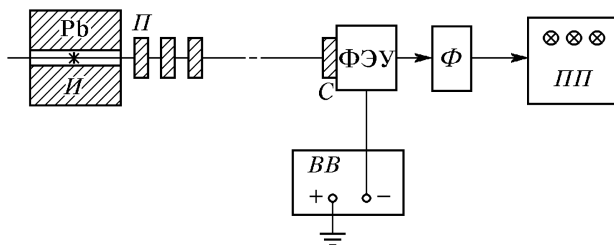


Рис. 2.1: Блок-схема установки, используемой для измерения коэффициентов ослабления потока γ -лучей: И — источник γ -лучей; Pb — свинцовый контейнер с коллиматорным каналом; П — набор поглотителей; С — сцинтиллятор (кристалл NaI(Tl)); Ф — формирователь-выпрямитель

Схема установки, используемой в работе, показана на рис. 2.1. Свинцовый коллиматор выделяет узкий почти параллельный пучок γ -квантов, проходящий через набор поглотителей П и регистрируемый сцинтилляционным счетчиком). Сигналы от счетчика усиливаются и регистрируются пересчетным прибором ПП. Высоковольтный выпрямитель ВВ обеспечивает питание сцинтилляционного счетчика.

При недостаточно хорошей геометрии в результаты опытов могут вкратиться существенные погрешности. В реальных установках всегда имеется конечная вероятность того, что γ -квант провзаимодействует в поглотителе несколько раз до того, как попадет в детектор. Чтобы уменьшить число таких случаев, в данной работе сцинтилляционный счетчик расположен на большом расстоянии от источника γ -квантов, а поглотители имеют небольшие размеры. Их следует устанавливать за коллиматорной щелью на некотором расстоянии друг от друга, чтобы испытавшие комптоновское рассеяние и выбывшие из прямого потока кванты с меньшей вероятностью могли в него вернуться.

3 Ход работы

Сначала измерим число частиц без поглотителя: $\langle N_0 \rangle \approx 175000$ частиц за 30 секунд. Теперь перекроем колиматорный канал толстой свинцовой пробкой. Результаты измерений за 30 секунд представлены в таблице ниже.

Таблица 1: Измерение фона

№	1	2	3	4	5	6
$N_{\text{фон}}$	91	102	109	84	115	112
$\sigma_{N_{\text{фон}}}$	9,5	10,1	10,4	9,2	10,7	10,6

№	7	8	9	10	11
$N_{\text{фон}}$	121	128	138	112	111,2
$\sigma_{N_{\text{фон}}}$	11	11,3	11,7	10,6	5,1

Теперь проведем измерения, закрывая колиматорный канал поглотителями разной толщины и из разных веществ. Таблицы с результатами измерений, а также соответствующие графики представлены ниже. ($N_P = \langle N \rangle - N_{\Phi}$)

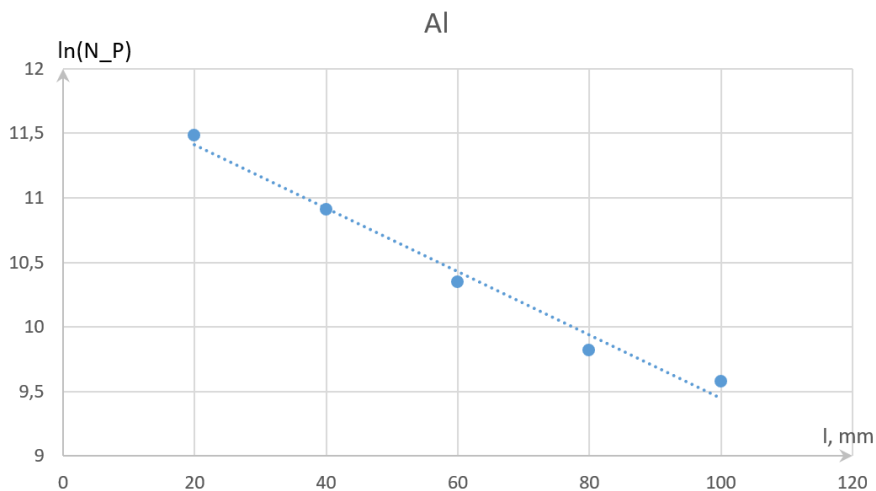


Рис. 3.1: График зависимости $\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$ от l (Алюминий).

Таблица 2: Измерения для алюминия

$l, \text{ см}$	$\sigma_l, \text{ см}$	$\langle N \rangle$	$\sigma_{\langle N \rangle}$	$\langle N \rangle - N_\Phi$	σ_{N_P}	$\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$	σ_{\ln}
20,00	0,05	97056	814	96945	814	11,482	0,008
40,0	0,1	54911	581	54800	581	10,911	0,011
60,00	0,15	31293	110	31182	110	10,348	0,004
80,0	0,2	18504	38	18392	55	9,820	0,003
100,0	0,3	14498	96	14387	96	9,574	0,007

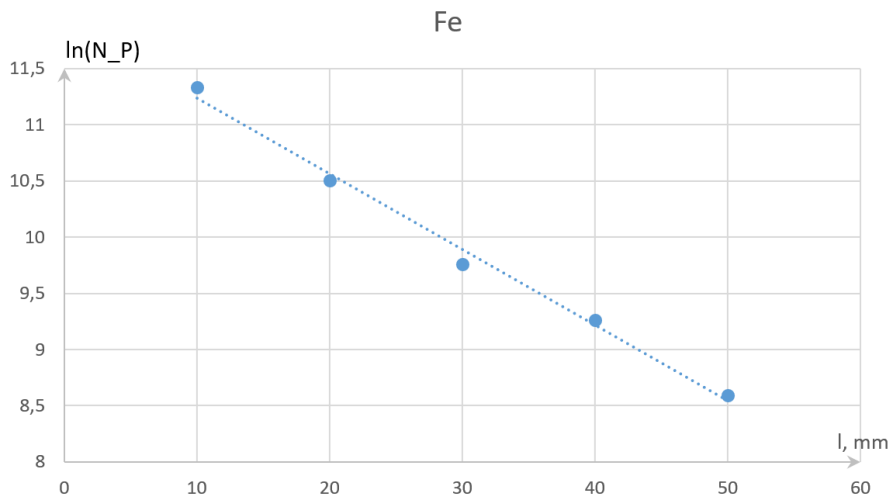
Рис. 3.2: График зависимости $\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$ от l (Железо).

Таблица 3: Измерения для железа

$l, \text{см}$	$\sigma_l, \text{см}$	$\langle N \rangle$	$\sigma_{\langle N \rangle}$	$\langle N \rangle - N_\Phi$	σ_{N_P}	$\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$	σ_{\ln}
10,0	0,1	83668	825	83557	825	11,333	0,010
20,0	0,2	36569	196	36458	196	10,504	0,005
30,0	0,3	17418	58	17306	58	9,759	0,003
40,0	0,4	10649	90	10538	90	9,263	0,009
50,0	0,5	5486	53	5375	53	8,589	0,010

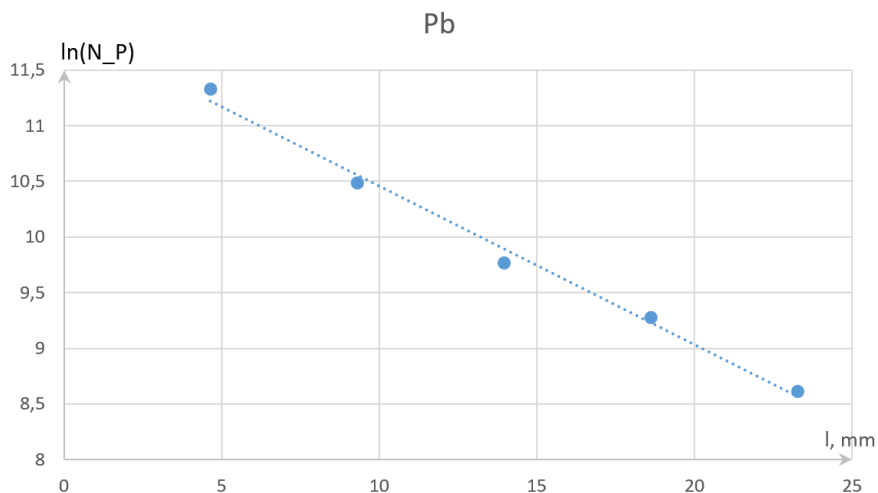
Рис. 3.3: График зависимости $\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$ от l (Свинец).

Таблица 4: Измерения для свинца

$l, \text{см}$	$\sigma_l, \text{см}$	$\langle N \rangle$	$\sigma_{\langle N \rangle}$	$\langle N \rangle - N_\Phi$	σ_{N_P}	$\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$	σ_{\ln}
4,65	0,05	83395	972	83283	972	11,330	0,012
9,3	0,1	36043	97	35932	97	10,489	0,003
13,95	0,15	17581	173	17469	173	9,768	0,010
18,6	0,2	10792	119	10681	119	9,276	0,011
23,3	0,3	5613	50	5502	51	8,613	0,009



Рис. 3.4: График зависимости $\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$ от l (Дерево).

Таблица 5: Измерения для дерева

$l, \text{ см}$	$\sigma_l, \text{ см}$	$\langle N \rangle$	$\sigma_{\langle N \rangle}$	$\langle N \rangle - N_\Phi$	σ_{N_P}	$\ln(\langle N \rangle - N_\Phi)$	σ_{\ln}
19,90	0,05	178439	1081	178328	1081	12,091	0,006
39,8	0,1	167414	446	167303	446	12,028	0,003
59,70	0,15	160914	163	160802	163	11,988	0,001

Для каждого графика рассчитаем коэффициент наклона по МНК, занесём результаты в таблицу:

Таблица 6: Результаты

Образец	μ	σ_μ	μ'	$\sigma_{\mu'}$	ρ	σ_ρ
Алюминий	0.25	0.02	0.091	0.006	2.7	0.1
Железо	0.67	0.03	0.086	0.03	7.85	0.01
Свинец	1.43	0.06	0.126	0.05	11.337	0.001
Дерево	0.026	0.002	0.11	0.05	0.24	0.1

Из справочных данных в лабораторном практикуме табличное значение энергии для энергии алюминия – 0.4 МэВ, для железа – 0.6 МэВ, свинца – 0.5 МэВ. Таким образом, средняя энергия γ -квантов равна 0.5 МэВ.

4 Вывод

В этой работе было изучено ослабление потока γ -квантов в различных средах. Экспериментальным путем были определены их коэффициенты ослабления. С помощью этих коэффициентов была найдена энергия γ -квантов.