

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Лабораторная работа по общему курсу физики
Квантовая физика

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

Глаз Роман Сергеевич
Группа Б01-008а

Долгопрудный
2022

Содержание

1	Теоретическое введение	1
2	Экспериментальная установка	5
3	Ход работы	6
4	Определение энергии γ -квантов	9
5	Заключение	9
6	Список используемой литературы	10

Цель работы: с помощью сцинтилляционного счётчика измеряются линейные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в свинце, железе и алюминии; по их величине определяются энергия γ -квантов.

В работе используются: сцинтилляционный счётчик, образцы из свинца, железа и алюминия.

1. Теоретическое введение

γ -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 электронвольт. 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 следующих формах:

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

где I , I_0 – интенсивности прошедшего и падающего излучений; l – длина пути, пройденного пучком γ -лучей; m_1 – масса, пройденного вещества, приходящиеся на единицу площади; μ и μ' – коэффициенты ослабления потока в веществе.

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.

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 фо-

тоэффекта, 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.

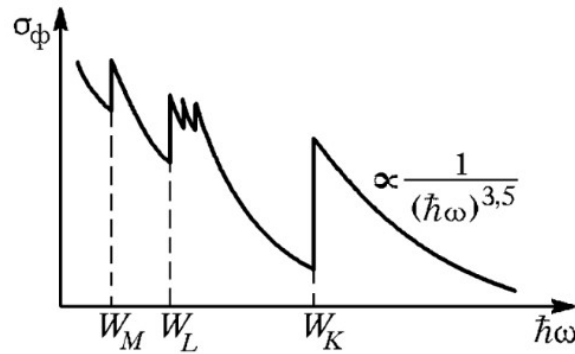


Рис. 1: Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов

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 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 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.

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:

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

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 $\sigma_{\text{к}}$ 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 $\mu_{\text{к}}$ связан с сечением $\sigma_{\text{к}}$ формулой, аналогичной (2). Под n следует в этом случае понимать 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.

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, но в области энергий γ -квантов $5mc^2 < E_{\gamma} < 50mc^2$ оно может быть представлено в виде

$$\sigma_{\text{п}} \propto Z^2 \ln E_{\gamma}, \quad (5)$$

а при очень больших энергиях (порядка $1000mc^2$) практически стремится к константе:

$$\sigma_{\text{п}} \simeq 0,08Z^2r_0^2. \quad (6)$$

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.

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. 2 изображены графики μ для различных материалов.

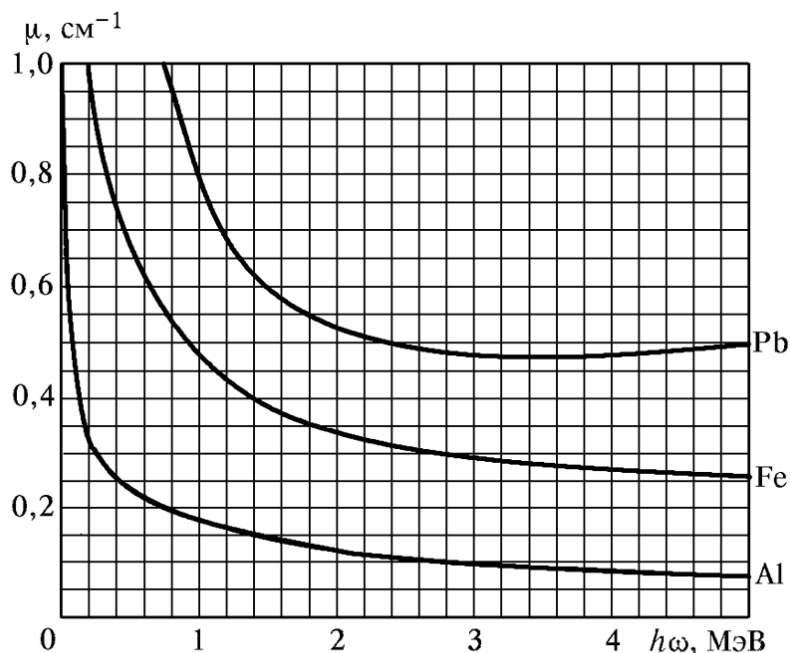


Рис. 2: Полные коэффициенты ослабления потока γ -лучей в алюминии, железе и свинце

В случае опытов, поставленных в хорошей геометрии, при прохождении γ -лучей через вещество меняет 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 их

пучка на пути dl . Это число пропорционально имеющемуся их числу N и пройденному пути dl . Следовательно,

$$-dN = \mu N dl. \quad (7)$$

Интегрируя уравнение (7) от нулевой толщины до заданной, получим

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

Вообще говоря, в плохой геометрии, когда рассеянные под небольшими углами γ -кванты остаются в пучке, их спектр с прохождением вещества меняется, поэтому формула (1) неприменима. Однако в этом случае она работает лучше, чем можно было ожидать.

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

2. Экспериментальная установка

Схема установки, используемой в работе, показана на рис. 3.

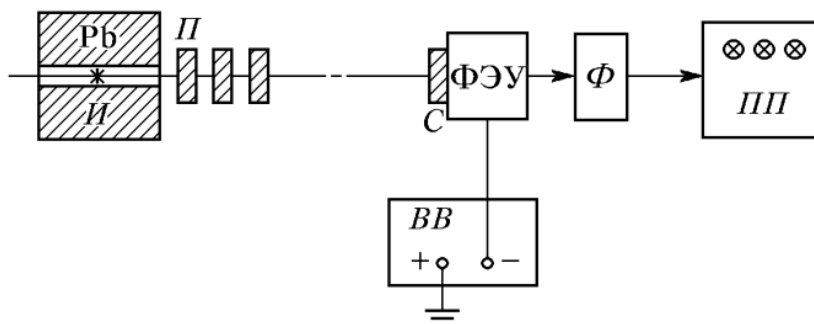


Рис. 3: Блок-схема установки, используемой для измерения коэффициентов ослабления коэффициентов γ -лучей: И – источник γ -лучей; Рб – свинцовый контейнер с коллиматорным каналом; П – набор поглотителей; С – сцинтиллятор – кристалл NaI(Tl); Ф – формирователь-выпрямитель

При недостаточно хорошей геометрии в результаты опытов могут вкрась-ся существенные погрешности. В установке всегда имеется конечная вероятность того, что γ -квант взаимодействует в поглотителе несколько раз до того, как попадёт в детектор (рис. 4). Чтобы уменьшить число таких случаев, сцинтилляционный счётчик расположен на большом расстоянии от источника γ -квантов, а

поглотители имеют небольшие размеры. Поглотители устанавливаются на некотором расстоянии друг от друга, чтобы испытавшие комптоновское рассеяние и выбывшие из прямого потока кванты с меньшей вероятностью могли в него вернуться.

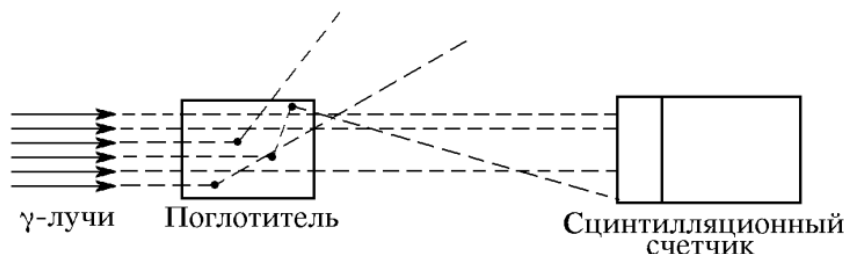


Рис. 4: Схема рассеяния γ -квантов в поглотителе

3. Ход работы

1. Включаем приборы в сеть и даём им прогреться.
2. Подаём напряжение на ФЭУ, указанное на установке. Измеряем количество частиц при открытом и закрытом свинцовой пробкой коллиматоре. Убеждаемся, что установка «чувствует» γ -лучи.
3. Измерим скорость счёта при полностью закрытом коллиматоре, так мы определим фоновое излучение. Эту скорость счёта необходимо будет вычитать для каждого измерения.

$N_{\text{фон}}$	$t_{\text{фон}}, \text{с}$
9720	300

Таблица 1: Измерение фонового излучения

4. Измерим размеры образцов в том порядке, в котором они будут добавляться при дальнейших измерениях. Измерение размеров производилось штангенциркулем с точностью $\sigma_\ell = 0.1 \text{ мм}$.
5. Теперь исследуем поглощение γ -лучей в алюминии, железе и свинце. Для этого измерим число частиц, попадающих в счётчик за фиксированное время, в зависимости от общей длины поглотителя.

Алюминий		Железо		Свинец	
№	ℓ , мм	№	ℓ , мм	№	ℓ , мм
1	19,8	1	10,1	1	5,2
2	19,7	2	10,1	2	5,1
3	20,0	3	10,1	3	5,1
4	19,8	4	10,2	4	4,8
5	20,1	5	10,3	5	4,8
6	20,1	6	10,3	6	4,7
7	20,4	7	10,0	7	4,5
8	20,4	8	10,2	8	4,9
9	20,1	9	10,0	9	4,5
10	20,2	10	10,1	10	5,0

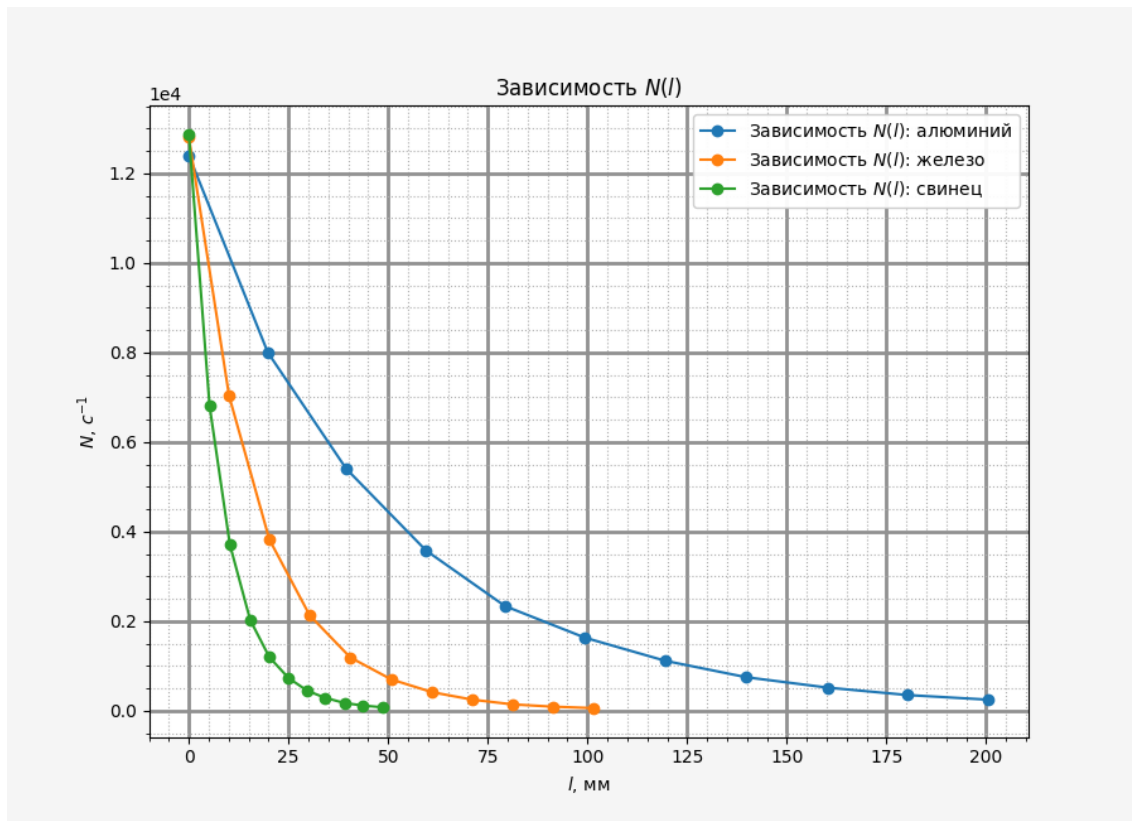
Таблица 2: Измерение размеров образцов

Алюминий			Железо			Свинец		
N	t , с	ℓ , мм	N	t , с	ℓ , мм	N	t , с	ℓ , мм
124327	10	0,0	128362	10	0,0	129063	10	0,0
80321	10	19,8	70575	10	10,1	68352	10	5,2
54309	10	39,5	77065	20	20,2	74751	20	10,3
72167	20	59,5	64879	30	30,3	61643	30	15,4
47364	20	79,3	48813	40	40,5	49065	40	20,2
66416	40	99,4	43763	60	50,8	76073	100	25,0
45826	40	119,5	44308	100	61,1	47750	100	29,7
46659	60	139,9	55619	200	71,1	63663	200	34,2
54615	100	160,3	34351	200	81,3	40403	200	39,1
76022	200	180,4	24248	200	91,3	29573	200	43,6
55466	200	200,6	17862	200	101,4	21339	200	48,6

Таблица 3: Измерение поглощение γ -лучей

6. Из теоретической зависимости ожидается экспоненциальный характер поглощения, поэтому построим соответствующие графики для трех материалов: алюминия, железа и свинца.
7. Из построенных графиков в логарифмическом масштабе находим коэффициенты экспоненциальной зависимости с помощью МНК.
8. Теперь определим другие коэффициенты ослабления из следующих соображений:

$$\mu' m_1 = \mu \ell \Rightarrow \mu' = \mu \frac{\ell}{m_1} = \frac{\mu}{\rho}$$

Рис. 5: Графики зависимости $N(l)$ для алюминия, железа и свинца

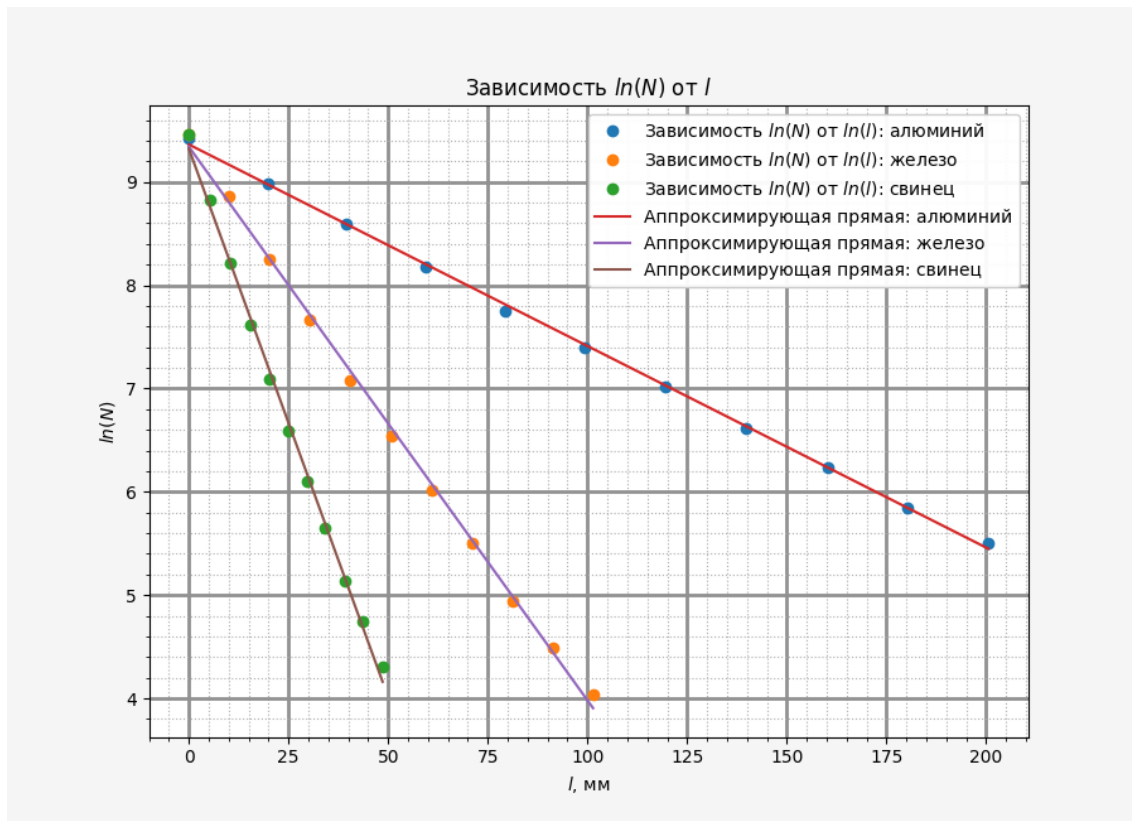
	Алюминий	Железо	Свинец
$\mu, \text{м}^{-1}$	$19,51 \pm 0,35$	$53,59 \pm 1,51$	$106,17 \pm 3,61$

Таблица 4: Полученные линейные коэффициенты ослабления

	Алюминий	Железо	Свинец
$\rho, \text{кг/м}^3$	3700	7870	11350
$\mu', 10^{-3} \text{м}^2/\text{кг}$	$5,27 \pm 0,10$	$6,81 \pm 0,19$	$9,35 \pm 0,32$

Таблица 5: Полученные линейные коэффициенты ослабления

9. По полученным данным видим, что для всех трех материалов коэффициенты ослабления говорят о энергии γ -квантов около $0,7 - 0,8$ МэВ.

Рис. 6: Графики зависимости $N(l)$ в логарифмическом масштабе

4. Определение энергии γ -квантов

С помощью таблицы-зависимости энергии фотона от коэффициента поглощения для различных материалов найдём энергии фотонов для всех трёх случаев (материалов): алюминий – $E_\gamma = (710 \pm 20)$ КэВ, железо – $E_\gamma = (750 \pm 20)$ КэВ, свинец – $E_\gamma = (760 \pm 20)$ КэВ.

5. Заключение

В данной работе изучено поглощения γ -лучей в трех материалах: алюминии, железе и свинце. Экспериментально определены коэффициенты поглощения материалов и соответствующие им энергии фотонов:

	Алюминий	Железо	Свинец
$\mu, \text{м}^{-1}$	$19,51 \pm 0,35$	$53,59 \pm 1,51$	$106,17 \pm 3,61$
$\mu', 10^{-3} \text{ м}^2/\text{кг}$	$5,27 \pm 0,10$	$6,81 \pm 0,19$	$9,35 \pm 0,32$
$E_\gamma, \text{КэВ}$	710 ± 20	750 ± 20	760 ± 20

Таблица 6: Полученные линейные коэффициенты ослабления

6. Список используемой литературы

- Лабораторный практикум по общей физике. Квантовая физика
- [Описание лабораторных работ на кафедре общей физики МФТИ](#)