

Министерство высшего и среднего специального образования СССР

Московское ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного
Знамени высшее техническое училище им. Н. Э. Баумана

И. Н. ФЕТИСОВ

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Методические указания к лабораторной работе О-51 по курсу общей физики

Под редакцией А. И. Савельевой
Москва, 1988

Цель работы - изучение закономерностей взаимодействия γ -излучения с веществом.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

Взаимодействие γ -излучения с веществом

Гамма-излучение (а также рентгеновское излучение) - это электромагнитные волны с чрезвычайно малой длиной волны λ . Кванты (фотоны) этих излучений обладают большими значениями энергии $E=h\nu=hc/\lambda$ и импульса $p=h/\lambda$ (h - постоянная Планка, c - скорость света, ν - частота).

Испускание γ -квантов сопровождает радиоактивный распад в тех случаях; когда образующиеся ядра находятся в возбужденном состоянии. При переходе ядра с верхнего энергетического уровня на нижний излучается γ -квант с энергией, равной разности энергии уровней, между которыми происходит переход. Для конкретного изотопа E имеет одно или несколько дискретных значений в диапазоне от $\sim 10^4$ до $\sim 10^6$ эВ. Большие энергии можно получить с помощью ускорителей элементарных частиц.

Рентгеновское излучение (РИ), образующееся в рентгеновской трубке при торможении быстрых электронов в металлической пластине (аноде), имеет сплошной спектр. Максимальная энергия квантов РИ равна кинетической энергии ускоренного в трубке электрона.

При взаимодействии γ -излучения и РИ с веществом происходят следующие основные процессы: эффект Комптона, фотоэффект и рождение пары электрон-позитрон. Все они имеют корпускулярный характер.

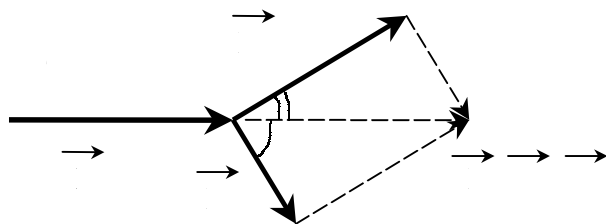
Эффект Комптона - упругое рассеяние фотонов на свободных (или слабо связанных атомных) электронах, сопровождающееся увеличением длины волны. Фотон передает часть своей энергии и импульса электрону и изменяет направление движения; уменьшение энергии фотона и означает увеличение длины волны рассеянного излучения.

Рис. 1 иллюстрирует закон сохранения импульса при комптон-эффекте: до столкновения электрон покоится; \vec{p} и \vec{p}' - импульсы налетающего и рассеянного фотонов; \vec{p}_e - импульс электрона отдачи; θ - угол рассеяния фотона; ϕ - угол, под которым летит электрон отдачи относительно направления падающего фотона. Совместное решение уравнений, выражающих законы сохранения энергии и импульса при комптон-эффекте, дает для сдвига джиги волны формулу Комптона:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta). \quad (1)$$

Здесь λ' - длина волны рассеянного излучения, $\lambda_0 = h/(mc) = 2,4 \cdot 10^{-12}$ м - комптоновская длина волны электрона (m - масса покоя электрона). Из (1) следует что сдвиг $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны падающего излучения, а определяется лишь углом и максимален при $\theta = 180^\circ$ ($\lambda_{\max} = 2\lambda_0$). Однако относительный сдвиг $\Delta\lambda/\lambda$ возрастает с уменьшением λ .

В действительности электроны не свободны, а связаны в атомах. Электрону необходимо сообщить энергию $\geq E_{\text{св}}$, чтобы вырвать его из атома. Величина $E_{\text{св}}$ называется энергией связи электрона. Она возрастает с увеличением зарядового числа Z и уменьшением радиуса орбиты. Если энергия γ -кванта велика по сравнению с $E_{\text{св}}$, рассеяние происходит как на свободных электронах.



Фотоэффект - квантовое явление, при котором фотон поглощается, а его энергия передается электрону. В отличие от комптон-эффекта, при фотоэффекте: а) фотон исчезает; б) процесс происходит на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить фотон (при этом не могут быть соблюдены одновременно законы сохранения энергии и импульса).

Различают следующие случаи

фотоэффекта.

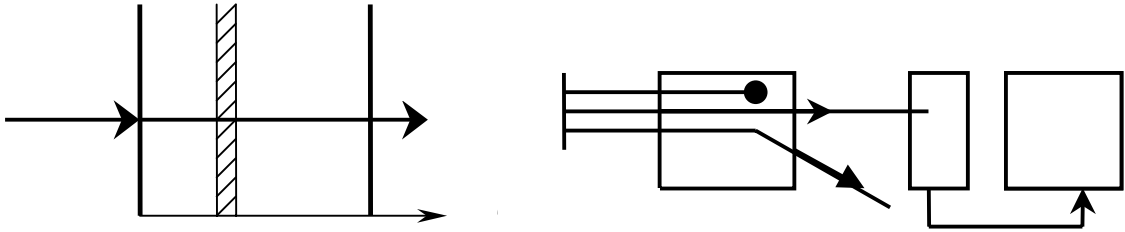
1. Внешний фотоэффект - испускание электронов твердыми телами и жидкостями в вакуум или другую среду.
2. Внутренний фотоэффект - перераспределение электронов по энергетическим состояниям в конденсированной среде, проявляющееся в полупроводниках и диэлектриках в изменении электропроводности среды. Внешний и внутренний фотоэффекты играют важную роль для излучения оптического диапазона.
3. При достаточно больших энергиях квантов (γ -излучение, РИ) электроны могут вырываться из внутренних оболочек атома; кинетическая энергия вылетевшего электрона выражается соотношением Эйнштейна: $E_{\text{кин}} = h\nu - E_{\text{св}}$

Рождение пары электрон-позитрон происходит в электрическом поле ядра под действием γ -излучения. При этом γ -квант исчезает, а его энергия затрачивается на энергию покоя ($2mc^2$) и кинетическую энергию электрона и позитрона. В соответствии с законом сохранения полной релятивистской энергии рождение пар возможно при $h\nu > 2mc^2 \approx 1$ МэВ.

Вероятность того, что γ -квант взаимодействует с веществом путем того или иного из указанных процессов, зависит от его энергии E и зарядового числа Z вещества. С увеличением E доминируют сначала фотоэффект (особенно для больших Z), затем комптоновское рассеяние (при $E \approx 1 \dots 4$ МэВ для Рв и $0,05 \dots 10$ МэВ для АI) и, наконец, рождение пар.

Ослабление пучка γ -излучения.

Выведем формулу для ослабления параллельного пучка γ -квантов одинаковой энергии. На



поглотитель толщиной l падает поток I_0 (число γ -квантов в секунду). Обозначим $I(x)$ поток на глубине x . Рассмотрим ослабление потока в слое толщиной dx на глубине x . Имеется некоторая вероятность, что квант провзаимодействует в этом слое и выбудет из пучка, поглотится в результате фотоэффекта или рождения пары (луч 1 на рис. 2б) или рассеется при комптоновском взаимодействии (луч 2). В результате поток $I(x)$, состоящий из большого числа квантов, уменьшится в среднем на величину dI , пропорциональную толщине dx и потоку

$$-dI = \mu I(x) dx \quad (2)$$

где $\mu = \text{const}$ для данного вещества и E . Интегрируя (2), получим выражение для потока, прошедшего слой толщиной l :

$$I = I_0 \exp(-\mu l) \quad (3)$$

На рис. 3 представлена эта зависимость для различных значений линейного коэффициента ослабления μ . Величина μ измеряется в единицах м^{-1} . Она имеет следующий смысл: в слое толщиной $1/\mu$ поток ослабляется в $l = 2,72$ раза.

Для одного и того же вещества, например, воздуха, μ пропорционально плотности ρ . Поэтому часто удобнее пользоваться массовым коэффициентом ослабления:

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

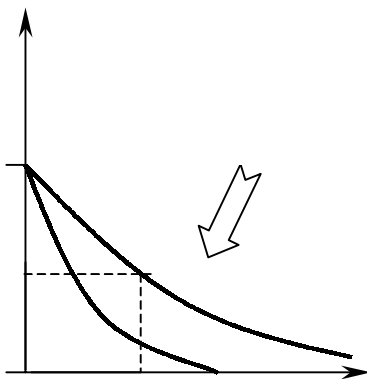
Тогда из (3) получаем

$$I = I_0 \exp(-\mu_m l \rho), \quad (5)$$

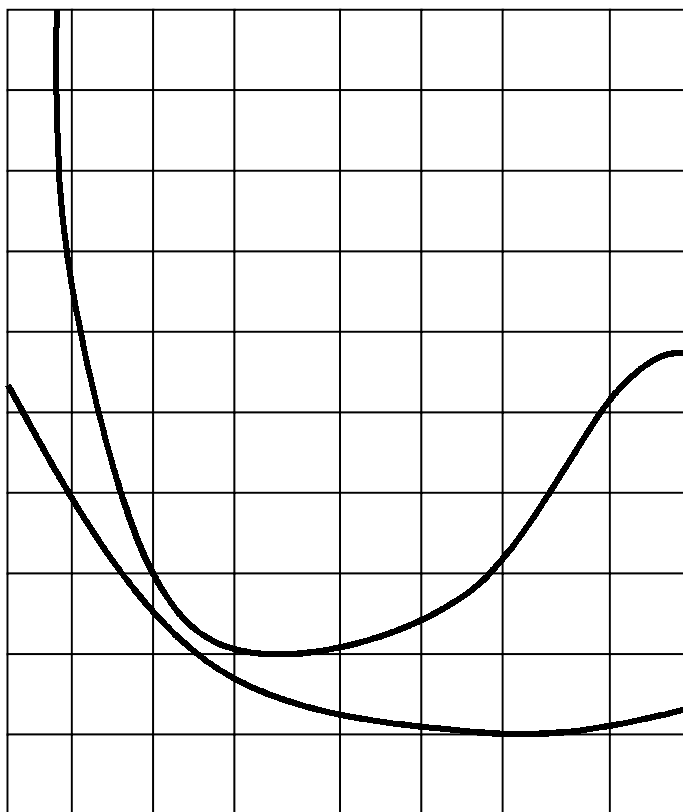
Где $l\rho$ – “толщина” поглотителя, $\text{кг}/\text{м}^2$; μ_m – массовый коэффициент ослабления, $\text{м}^2/\text{кг}$.

На рис. 4 представлены теоретические зависимости μ_m от E для свинца и алюминия. Не показанные на рис. 4 зависимости для элементов с промежуточными значениями Z (между Al и Pb) располагаются между приведенными кривыми.

На рис. 4 видна интересная особенность, которую можно проверить в данной работе. Для $E \approx 1 \dots 4$ МэВ μ_m почти не зависит от Z . Объяснение состоит в том, что в этом энергетическом интервале преобладает комптоновское рассеяние, вероятность которого пропорциональна числу атомных электронов на пути кванта, а число электронов пропорционально толщине поглотителя ρl . Поэтому поглотители из различных веществ, но с одинаковым



значением ρl имеют примерно одинаковое ослабление.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Методика измерений.

Схема опыта представлена на рис. 2б. Гамма-излучение с энергией примерно 1,2 МэВ испускается при распаде изотопа ^{60}Co . Сцинтилляционный счетчик регистрирует отдельные γ -кванты, вырабатывая электрический импульс. Импульсы считаются пересчетным устройством (ПУ). Пусть за время t появилось N' импульсов. Средней скоростью счета называется отношение $n' = N'/t$. Если радиоактивный препарат убрать, то скорость счета уменьшается до величины n_ϕ называемой фоном счетчика. Фон обусловлен частицами космического излучения, естественной радиоактивностью и процессами в самом счетчике. Разность $n = n' - n_\phi$ есть скорость счета излучения исследуемого препарата. Она пропорциональна потоку γ -квантов:

$$n = aJ \quad (6)$$

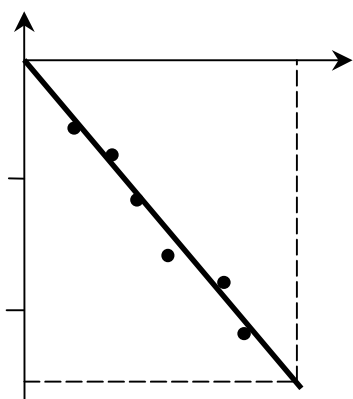
Подставляя (6) в (3), получим

$$n = n_0 \exp(-\mu l), \quad (7)$$

где n_0 и n - скорость счета без поглотителя и с поглотителем толщиной l . После логарифмирования (7) имеем

$$\ln(n/n_0) = -\mu l \quad (8)$$

Если, измерив скорость счета без поглотителя и для различных толщин l , построить графическую зависимость $\ln(n/n_0)$ как функцию l , то можно проверить экспоненциальный закон ослабления (3) и определить численное значение μ для данного вещества. В соответствии с (8) экспериментальные точки должны ложиться на прямую (рис. 5). Из наклона прямой можно получить численное значение μ :



$$\mu = -\ln(n/n_0)/l \quad (9)$$

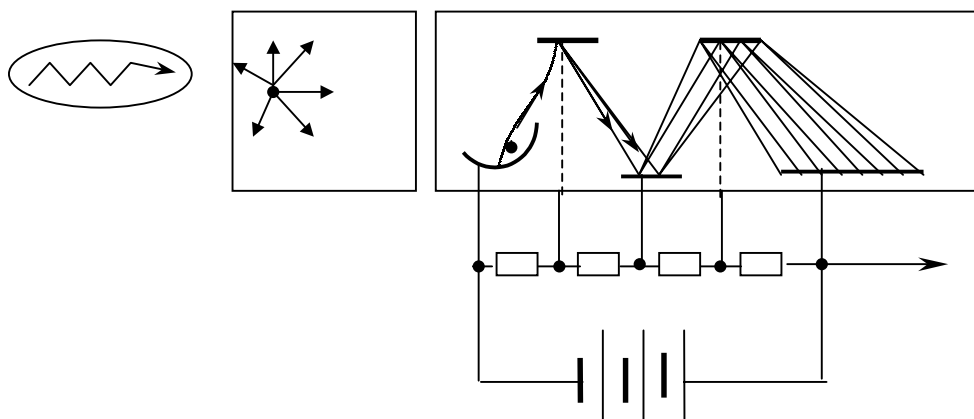
подставив в (9) значения l и $\ln(n/n_0)$ для любой точки А, лежащей на прямой (рис. 5).

Результат измерения μ в некоторой степени зависит от геометрических условий опыта. Если γ -квант рассеялся на малый угол и попал в счетчик, то он будет восприниматься как непрореагировавший. Этот эффект приведет к занижению экспериментальных значений μ по сравнению с теоретическими (рис. 4).

Сцинтилляционный счетчик

В некоторых веществах, называемых сцинтилляторами, под действием ионизирующих быстрых частиц возникают световые вспышки - сцинтилляции (разновидность люминесценции). Для регистрации γ -излучения используют кристаллы $NaI(Tl)$ размером несколько сантиметров.

γ -квант в результате взаимодействия с веществом сцинтиллятора (эффект Комптона, фотоэффект, рождение e^-e^+ пары) передает энергию электрону (и позитрону); сцинтилляция производится заряженной частицей. Устройство счетчика показано на рис. 6.

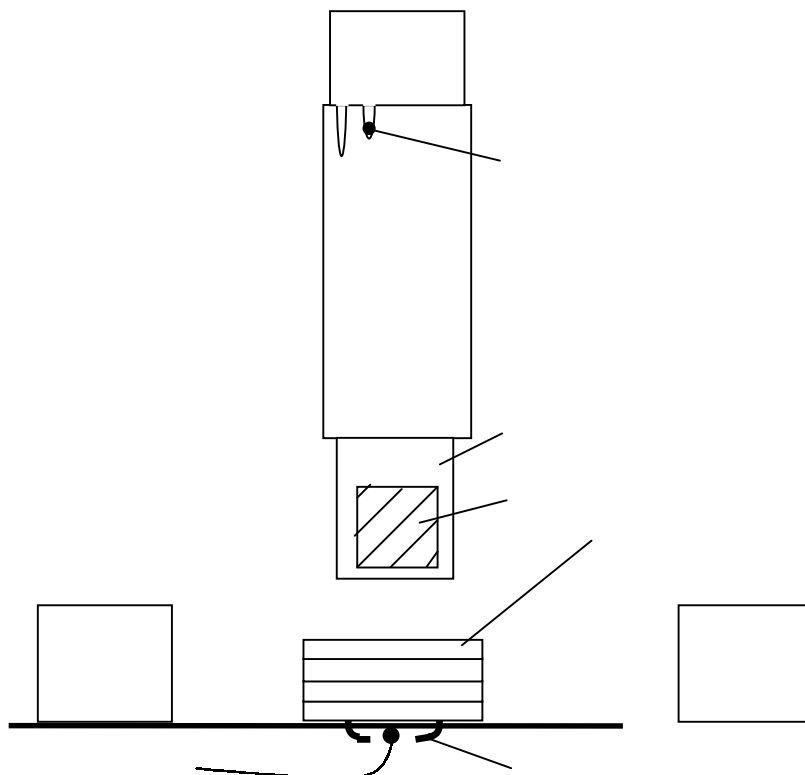


Вспышка света регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), сочетающего в одном электровакуумном приборе фотоэлемент и усилитель тока. ФЭУ состоит из фотокатода (ФК), анода (А) и нескольких промежуточных электродов - динодов (Д). С помощью высоковольтного источника и делителя напряжения на диноды и анод подается положительный потенциал. По мере удаления от ФК потенциал каждого последующего электрода возрастает примерно на 100 В. Электроны, испускаемые

фотокатодом под действием света, ускоряются электрическим полем и выбивают из первого динода вторичные электроны, число которых в δ раз больше числа первичных электронов. Этот процесс повторяется на каждом диноде и приводит к значительному усилению тока (например, в $\delta^k = 2 \cdot 10^6$ раз для $\delta = 5$ и $k = 9$ динодов). Лавина электронов достигает анода и создает в его цепи значительный электрический импульс. Импульсы считаются пересчетным устройством.

Описание лабораторной установки.

Установка (рис. 7) включает в себя счетчик γ -излучения (Сч), пересчетное устройство (ПУ), источник питания счетчика (ИП). Сцинтиллятор 1 находится в нижней части



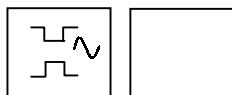
светонепроницаемого кожуха. Счетчик можно перемещать по вертикали; рабочим является верхнее положение, когда выступ 2 входит в короткую прорезь.

Источник γ -излучения представляет собой герметичную стальную ампулу, внутри которой находится радиоактивный препарат незначительной активности. Направляющие 3 служат для установки источника в рабочее положение.

К установке прилагаются наборы пластин алюминия, меди (латуни) и свинца.

Выполнение эксперимента.

1. Ознакомиться с установкой (рис. 7). Включить СЕТЬ источника питания и пересчетного устройства. В рабочем положении ПУ должны быть утоплены клавиши:



2. Установить счетчик в верхнем положении (выступ 2 входит в короткую прорезь).

ВНИМАНИЕ! За кабель счетчика не тянуть!

3. Пока установка прогревается (3 мин), выполнить несколько пробных измерений фона с экспозицией 10 с (нажать клавишу 10) Управление ПУ производится последовательным нажатием клавиш СБРОС и ПУСК. По окончании заданного времени, когда лампочка СЧЕТ погаснет, считать с индикатора число зарегистрированных импульсов ($N_{\phi} \approx 20 \dots 50$)
4. Утопить клавишу 100, измерить три раза фон с экспозицией 100 с, результаты записать в табл. 1.
5. Получить у лаборанта γ -источник. Установить его в рабочее положение (по направляющим 3 до упора),
6. Без поглотителя измерить три раза число импульсов и записать результаты в табл. 1.

Таблица 1

Измерения	Число импульсов за 100с	Суммарное число импульсов в трех измерениях	Скорость счета, имп/с	
Фона	1. 2. 3.	} $N_{\phi} =$	$n_{\phi} =$	----
Без поглотителя	1. 2. 3.			

Таблица 2

Поглотитель	Толщина пластины	l	N'	Обработка			
				n'	$n = n' - n_{\phi}$	n/n_0	$\ln(n/n_0)$

7. Для алюминия измерить число импульсов N' (по одному измерению за 100 с) для различной толщины поглотителя l (изменять l с шагом 15...20 мм до 80...90 мм). Толщину отдельных пластин измерить штангенциркулем. Результаты измерений записать в таблицу 2.
8. Повторить измерения п. 7 для одного материала с большим Z : меди (латуни) с шагом 10...12 мм до 60...70 мм или свинца с шагом 4...6 мм до ~40 мм,
9. Выключить СЕТЬ приборов, сдать γ -источник, убрать поглотитель в коробку.

Обработка и анализ результатов измерений.

1. Построить графическую зависимость $\ln(n/n_0)$ от l (на одном графике для двух поглотителей). Через отчетливо изображенные экспериментальные точки и начало координат провести для каждого материала прямую так, чтобы отклонения точек от нее были наименьшими (рис. 5).
2. Сделать вывод, согласуются ли результаты опыта с экспоненциальной зависимостью (3).
3. Найти значения μ , используя построенный график и формулу (9). Выразить μ в единицах m^{-1} , результат записать в табл. 3.
4. По формуле (4) вычислить μ_m и записать результаты в табл. 3 (ρ в единицах 10^3 кг/м^3 принять равным 2,8 для алюминия; 8,5 для латуни; 8,9 для Cu и 11,3 для Pb).

Таблица 3

Поглотитель	Эксперимент		Теория $\mu_m, m^2/kg$
	μ, m^{-1}	$\mu_m \pm \Delta\mu_m, m^2/kg$	

5. Оценить погрешность измерения значений μ_m . Из (4), (9) получаем

$$\mu_m = -\ln(n/n_0)/(\rho l).$$

По правилам вычисления относительной средней квадратичной погрешности косвенных измерений имеем

$$\left(\frac{\Delta\mu_m}{\mu_m}\right)^2 = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \ln(n/n_0)}{\ln(n/n_0)}\right)^2 \quad (10)$$

где Δl - средняя квадратичная погрешность измерения толщины поглотителя. Последнее слагаемое в (10), обусловленное статистической природой радиоактивного распада, в данной работе невелико и им можно пренебречь. Тогда из (10) получим

$$\Delta\mu_m = \mu_m \sqrt{(\Delta l / l)^2 + (\Delta\rho / \rho)^2} \quad (11)$$

Вычислить погрешность по формуле (11), приняв $\Delta\rho/\rho=0,01$ (разброс плотности различных марок металла). Погрешность Δl оценить самостоятельно.

6. Пользуясь рис. 4, определить теоретические значения μ_m для материалов данной работы; записать результаты в табл. 3. Объяснить возможное расхождение эксперимента с теорией.

Контрольные вопросы

1. Опишите процессы взаимодействия γ -излучения с веществом.
2. Как изменяется поток γ -квантов с толщиной поглотителя?
3. Какой физический смысл имеют величины μ и μ_m , как они зависят от Z и E ?
4. Почему при $E \approx 1 \dots 4$ МэВ различные поглотители имеют близкие значения μ_m ?
5. Объяснить причину расхождения теоретических и экспериментальных значений μ_m .

Содержание отчета

Отчет должен содержать краткий конспект теоретической части, схему опыта и экспериментальные данные (таблицы 1...3 и график).

Литература

Детлаф А. А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высшая школа. - 1979. - Т. 3. - 511 с.