

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА N11.

1. Элементарная теория эффекта Комптона.

Рассеяние рентгеновских и γ - лучей в веществе относится к числу явлений, в которых отчетливо проявляется двойственная природа излучения. Волновая теория, удовлетворительно объясняющая эффекты рассеяния длинноволнового излучения, оказывается несостоятельной при описании рассеяния рентгеновских и γ -лучей, в частности, при интерпретации экспериментально обнаруживаемого факта появления в составе рассеянного излучения длинноволновых компонент, отсутствующих в спектре первичного излучения. Детально изученное американским физиком Комптоном появление смещенной компоненты в спектре рассеяния рентгеновского излучения легко объясняется в предположении, что излучение имеет чисто корпускулярную, квантовую природу, т.е., представляет собой поток фотонов, обладающих энергией $\hbar\omega_0$ и количеством движения $\vec{p}_0 = \hbar\vec{\omega}_0/c$. В этом случае эффект Комптона - рассеяние рентгеновских лучей на свободных электронах вещества с появлением компоненты излучения, смещенной относительно длины волны первичного излучения в сторону увеличения, интерпретируется как результат абсолютно упругого соударения двух частиц - электрона и фотона, обладающих определенными энергией и импульсом.

Рассмотрим более подробно элементарную теорию эффекта Комптона. Положим, что электрон до соударения покоился (т.е. начальный импульс электрона равен нулю, а фотона $-\hbar\omega_0/c$), после соударения электрон приобрел импульс \vec{p}_e , а фотон рассеивается на некоторый угол φ по отношению к первоначальному направлению движения и его импульс становится равным $\vec{p} = \hbar\vec{\omega}/c$ (см.рис.1).

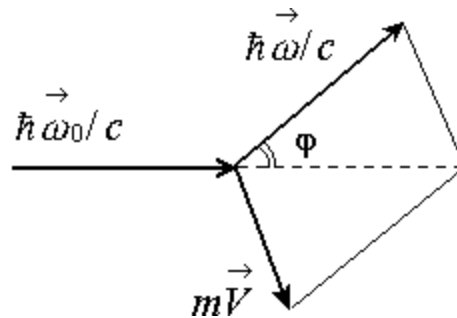


Рис.1. Диаграмма импульсов.

Исходя из такой схемы взаимодействия (рис.1), напомним законы сохранения энергии и импульса [1]:

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega + (mc^2 - m_0c^2),$$

$$p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos\varphi, \quad \vec{p}_e = m\vec{V},$$

где \hbar - постоянная Планка; ω_0 , ω - частоты падающего и рассеянного квантов соответственно; \vec{V} - скорость рассеянного

электрона. Проведя несложные алгебраические преобразования, нетрудно убедиться, что изменение длины волны рассеянного кванта связано с углом рассеяния φ следующим соотношением:

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda (1 - \cos \varphi), \quad (1)$$

где λ_0, λ - длины волн фотона до и после рассеяния соответственно, а величина

$$\Lambda = h / (m_0 c) = 0,0242 \text{ \AA} \quad (2)$$

называется комptonовской длиной волны электрона. Из формулы (1) следует, что комptonовское смещение $\Delta \lambda$ не зависит от длины волны первичного излучения. Результаты эксперимента Комптона оказались в прекрасном согласии с приведенной формулой, хотя при ее выводе и не учитывалось наличие связи электрона в атоме. Кажущееся несоответствие нетрудно понять, если вспомнить, что энергия связи наружных электронов в легких атомах измеряется десятками электронвольт, в то время как энергия рентгеновских квантов в опытах Комптона составляла десятки килоэлектронвольт. Естественно, что энергия связи в этих опытах не могла существенным образом изменить рассматриваемую здесь схему взаимодействия. Формулу (1) нетрудно обобщить на

случай движущегося электрона. При этом оказывается, что $\Delta\lambda$ зависит от начальной скорости электрона, причем при рассеянии на электроне, движущемся навстречу кванту с достаточно высокой энергией, энергия рассеянного кванта может даже возрасти. Заметим, что комптоновское рассеяние может происходить не только на электроне, но и на любой частице, способной взаимодействовать с электромагнитным излучением.

При этом все формулы, основанные на законе сохранения, остаются справедливыми (с заменой m_0 на массу покоя рассматриваемой частицы).

Из формулы (1) не следует, что в рассеянном излучении не присутствует несмещенная линия. Это объясняется допущением, что рассеяние происходит только на свободных электронах. Возникновение несмещенной компоненты в спектре рассеянного излучения связано с тем, что при взаимодействии коротковолнового электромагнитного излучения с веществом возможны различные процессы, отличные по своей природе от комптоновского рассеяния. Основной причиной появления несмещенной компоненты можно считать когерентное (релеевское) рассеяние на связанных электронах. Такое рассеяние можно рассматривать как процесс, при котором атомы вещества вначале поглощают падающие рентгеновские кванты и переходят в «возбужденное» состояние, затем, возвращаясь в первоначальное состояние, излучают фотоны. При этом изменение количества движения воспринимается атомом в целом, так как электроны внутренних оболочек прочно связаны с атомами. Поскольку масса атома велика, то квант

практически не передает ему своего количества движения, т.е. рассеянный фотон имеет ту же энергию и то же количество движения, что и падающий. Таким образом, процесс когерентного рассеяния можно рассматривать как процесс упругого столкновения рентгеновского кванта с тяжелым атомом в целом.

По мере роста атомного номера рассеивателя, интенсивность, (а следовательно, и сечение^{*)}) когерентного рассеяния растет как Z^2 . При рассеянии γ -лучей средних и больших энергий сечение когерентного рассеяния мало, однако при очень малых энергиях рентгеновского излучения когерентное рассеяние может быть определяющим процессом взаимодействия излучения с веществом [2,3]. В отличие от когерентного рассеяния зависимость интенсивности комптоновского рассеяния от Z слабая. Сечение комптоновского рассеяния на атоме пропорционально его порядковому номеру и уменьшается как $(\hbar\omega)^{-1}$ (при $\hbar\omega \gg m_0c^2$) с ростом энергии рентгеновских лучей.

Качественно объяснить описанную выше зависимость интенсивности смещенной и несмещенной компонент от природы вещества можно следующим образом: чем меньше Z элемента, тем больше доля слабосвязанных электронов, которые можно рассматривать как свободные, т.е. тем больше интенсивность смещенной компоненты, обусловленной комптоновским рассеянием на свободных электронах, и, наоборот, чем больше порядковый номер элемента, тем меньше доля слабосвязанных электронов и тем больше

интенсивность несмещенной компоненты, обусловленной когерентным (релеевским) рассеянием на связанных электронах.

*) Сечение процесса характеризует вероятность данного процесса взаимодействия (соударения) между частицами [2].

2. Взаимодействие γ -излучения с веществом.

При прохождении γ -лучей через вещество, наряду с рассеянием γ -квантов на свободных и связанных электронах (комpton-эффект и когерентное рассеяние, соответственно), могут происходить и другие процессы взаимодействия их с веществом. К таким процессам относятся: фотоэффект, фотоядерное поглощение, рассеяние на ядрах, образование пар электрон-позитрон в кулоновском поле ядра и электрона и др. [4]. Вероятность того или иного процесса сложным образом зависит от энергии γ -квантов и природы вещества. Как отмечалось выше (см.1), сечение когерентного рассеяния пропорционально Z^2 и быстро убывает с ростом энергии γ -квантов. Напротив, сечение комптоновского рассеяния слабо зависит от Z (рассеяние на свободном электроне) и приблизительно обратно пропорционально энергии γ -лучей.

Фотоэлектроны могут быть вырваны γ -квантами из любой оболочки атома (K, L, M , и т.д.), но свободный электрон не

может поглотить фотон, поскольку для сохранения импульса и энергии необходимо третье тело - например, ядро.

Установлено, что наибольший вклад (~80%) в фотоэффект дает K -оболочка, если энергия фотонов больше энергии связи K -электронов с ядром. Сечение фотоэффекта быстро, как $Z^4 - Z^5$, возрастает с увеличением атомного номера элемента; кроме того, оно падает с ростом энергии γ -лучей как $(\hbar\omega)^{-3}$ при $\hbar\omega < 0,2$ МэВ или как $(\hbar\omega)^{-1}$ при $\hbar\omega > 0,5$ МэВ.

Если энергия γ -лучей $\hbar\omega > 2mc^2 = 1,02$ МэВ, то возможен процесс рождения пары^{*)} - электрона и позитрона. Рождение пары может происходить при взаимодействии γ -кванта либо с полем ядра, либо с полем электрона. Причем в случае $\hbar\omega < 10$ МэВ сечение образования пар в кулоновском поле электрона в 10^3 раз меньше сечения их образования в поле ядра. Сечение образования пар в поле ядра быстро растет с ростом $\hbar\omega$, а затем стремится к некоторому постоянному значению, различному для веществ с различным Z . С ростом Z сечение рождения пар в поле ядра растет как Z^2 . Порог образования пар зависит от массы частицы, в поле которой образуется пара. Так, в поле ядра порог равен 1,02 МэВ, а в поле электрона - 2 МэВ. Это связано с законом сохранения импульса.

Заметим, что указанные выше процессы взаимодействия излучения с веществом (фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение пар) приводят к возникновению быстрых электронов.

Процессы взаимодействия γ -лучей с атомными ядрами (комптоновское рассеяние на ядре, когерентное рассеяние на ядре и др.) существенны при высоких энергиях γ -излучения (>10-30 МэВ).

Все эти процессы прохождения γ -лучей через вещество

*) Образование пары - процесс одновременного образования частицы и античастицы. В узком смысле слова образование пары - процесс превращения фотона в пару из электрона и позитрона, происходящий при столкновении фотона с какой-либо заряженной частицей.

приводят к их частичному поглощению и рассеянию. Интенсивность пучка γ -квантов после прохождения слоя вещества толщиной x определяется соотношением. *)

$$I = I_0 e^{-n\sigma_0 x} = I_0 e^{-\mu x},$$

(3)

где I_0 - интенсивность падающего пучка (в точке $X=0$); n - число атомов в 1см^3 , а величина

$$\mu = n\sigma_0 \tag{4}$$

называется линейным коэффициентом поглощения, σ_0 - полное сечение поглощения γ -квантов, равно:

$$\sigma_0 = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_p + \sigma_n + \sigma_{\phi p} \quad (5)$$

где $\sigma_{\phi}, \sigma_{\kappa}, \sigma_p, \sigma_n, \sigma_{\phi p}$ - сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, релеевского рассеяния, образования пар и фоторасщепления ядер, соответственно. Поскольку каждое из слагаемых в (5), как указывалось выше, сложным образом зависит от энергии γ -лучей и природы вещества (Z), то

*) Отметим, что этот закон ослабления пучка γ -квантов справедлив для вещества не очень больших толщин, когда мала вероятность многократного взаимодействия.

σ_0 -полное сечение взаимодействия γ -квантов с веществом, а следовательно, и μ - линейный коэффициент поглощения сложным образом зависят от природы вещества и от длин волн рентгеновских лучей. При этом относительная роль отдельных слагаемых в (5) в зависимости от энергии γ -лучей и рода вещества (Z) может сильно меняться. Так, в свинце фотоэффект является доминирующим процессом вплоть до энергий 500 кэВ, что объясняется большим значением Z свинца и сильной зависимостью от Z сечения фотоэффекта. В интервале энергий $0,5 \text{ МэВ} < \hbar\omega < 5 \text{ МэВ}$ определяющим процессом является эффект Комптона. Начиная с 5 МэВ, в свинце преобладает процесс рождения пар (его сечение $\sim Z^2$). Таким образом, с большой точностью можно положить

$$\mu = \sigma_0 n = \sigma_{\kappa} n + \sigma_{\phi} n + \sigma_n n = \mu_{\kappa} + \mu_{\phi} + \mu_n \quad (6)$$

где $\mu_{\kappa}, \mu_{\phi}, \mu_n$ - линейные коэффициенты ослабления для эффекта Комптона, фотоэффекта, образования пар, соответственно (релеевское рассеяние вносит незначительный вклад в ослабление γ -лучей в свинце). На рис.2 приведены кривые зависимости линейных коэффициентов поглощения указанных процессов и полного коэффициента ослабления от энергии γ -лучей для свинца.

Из рисунка видно, что при малых $\hbar\omega$ поглощение (полное сечение) быстро уменьшается при увеличении $\hbar\omega$, так как быстро уменьшается вероятность фотоэффекта. При энергии 3 - 4 МэВ оно минимально, а затем при больших энергиях поглощение вновь увеличивается вследствие процесса рождения пар, который с ростом энергии квантов становится

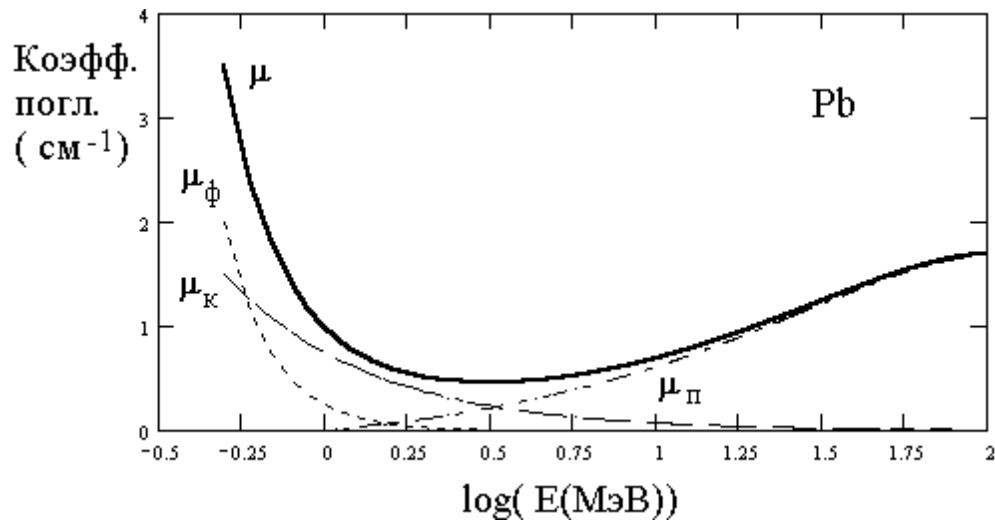


Рис. 2. Зависимость линейного коэффициента поглощения γ -лучей для свинца.

преобладающим. В области энергий $0,5 \text{ МэВ} \leq \hbar\omega \leq 4 \text{ МэВ}$ наиболее существенным является эффект Комптона.

Из вышеизложенного следует, что экспериментально эффект Комптона проявляется наиболее отчетливо, если использовать:

- а) в качестве рассеивателя легкие элементы ;
- б) γ -лучи с энергией от нескольких сот килоэлектрон вольт до 2-3 МэВ.

3. Методика эксперимента.

Изучение эффекта Комптона будет в основном состоять в проверке соотношения (1). Поэтому эксперимент следует поставить в соответствии со схемой, изображенной на рис.1. Для осуществления такого эксперимента необходимо иметь:

а) источник монохроматических γ -лучей, хорошо коллимированный;

б) детектирующее устройство, позволяющее измерять длину волны первичного и рассеянного излучений;

в) вещество-рассеиватель, на электронах которого происходит комптоновское рассеяние.

В классической схеме опыта, осуществленной Комптоном, использовалась рентгеновская молибденовая трубка (источник), графит (рассеиватель) и рентгеновский спектрограф на основе ионизационной камеры. В настоящее время эта схема представляется достаточно громоздкой. В настоящей задаче для исследования эффекта Комптона применяется метод сцинтилляционного γ -спектрометра. В качестве источника γ -лучей используют радиоактивный изотоп ^{137}Cs , в качестве рассеивателя - органический кристалл стильбен, а для детектирования излучения применяется сцинтилляционный счетчик.

Радиоактивный источник ^{137}Cs испускает γ -лучи с энергией 662 кэВ, т. е. в оптимальном диапазоне для

наблюдения эффекта Комптона, и рентгеновское излучение (~ 30 кэВ; оно поглощается в веществе оболочки источника).

Рассеиватель - стильбен - органическое вещество, состоящее из атомов углерода и водорода (малые Z). Атомы этих элементов имеют малые энергии ионизации и при энергиях фотонов $\sim 0,6-0,7$ МэВ их электроны можно рассматривать как свободные, т.е. γ -лучи будут рассеиваться главным образом на «свободных» электронах (эффект Комптона будет доминировать над когерентным рассеянием).

Сцинтилляционный γ -счетчик предназначен для измерения интенсивности потока γ -квантов и исследования спектрального состава γ -излучения. Основными его элементами являются рабочее вещество - сцинтиллятор, в котором γ -кванты вызывают вспышку люминесценции, и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), преобразующий вспышку в импульс электрического тока.

При прохождении γ -квантов через вещество из-за взаимодействия их с атомами сцинтиллятора при некоторых процессах возникают быстрые электроны, ядра отдачи и т. д. Эти «вторичные» частицы, двигаясь в веществе, теряют свою энергию, расходуя ее на ионизацию и возбуждение атомов среды. Излучение возбужденных атомов может поглощаться в том же веществе. В люминесцирующих средах значительная часть его выходит из среды - излучается веществом в виде световой вспышки. Среди характеристик сцинтиллятора

основными являются световой выход и время высвечивания. Световой выход - это отношение энергии световой вспышки к энергии, теряемой γ -квантом в сцинтилляторе. Для обычно применяемых сцинтилляторов он колеблется от ~ 1 до 25%. Однако, этого еще недостаточно, чтобы использовать вещество в качестве сцинтиллятора. Для того, чтобы зарегистрировать вспышку света, необходимо, чтобы световые кванты вышли из вещества. Отношение световой энергии, вышедшей из вещества, к энергии, потерянной в нем γ -квантами, называют техническим выходом. Технический выход зависит от прозрачности вещества, его толщины, состояния поверхности и т.д. В большинстве случаев интенсивность вспышки I с течением времени t изменяется по закону [4]:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (7)$$

где τ - время высвечивания, т.е. время, в течение которого интенсивность вспышки уменьшается в e раз.

При использовании сцинтиллятора в счетчике к нему предъявляют следующие требования:

- а) световой выход должен быть достаточно велик;
- б) сцинтиллятор должен быть прозрачным для света собственной люминесценции;
- в) спектр люминесценции сцинтиллятора должен лежать в области высокой чувствительности фотокатода ФЭУ;

г)сцинтиллятор должен обладать малым временем высвечивания, что необходимо для создания малоинерционного сцинтилляционного счетчика.

В таблице приведены значения основных характеристик сцинтилляторов, наиболее часто используемых в качестве рабочего вещества в сцинтилляционных γ -детекторах.

Таблица
Основные характеристики
сцинтилляторов

Сцинтиллято р	Плотность вещества сцинтиллятора, г/см ³	Световой выход	Время высвечивания, сек.
Стильбен $C_{14}H_{12}$	1,16	2,8	$(3 - 7) \cdot 10^{-9}$
NaI	3,67	8,0	$2,5 \cdot 10^{-7}$

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - электровакуумный прибор, в котором фототок, получаемый при освещении катода этого прибора, усиливается в результате вторичной электронной эмиссии [6]. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего электрода, нескольких эмиттеров и анода. Световые кванты, попадающие на фотокатод, выбивают

фотоэлектроны. Поток фотоэлектронов с катода попадает на первый эмиттер. Усиленный в n раз в результате вторичной электронной эмиссии, ток вторичных электронов попадает на второй эмиттер; затем, усиленный еще в n раз, на третий эмиттер и т.д. Конфигурация электрического поля, необходимая для того, чтобы электроны с одного эмиттера попадали на другой, обеспечивается соответствующей формой последних, а необходимая энергия вторичных электронов - соответствующим потенциалом на эмиттерах. С последнего, N -го эмиттера снимается ток, усиленный в n^N раз, т.е. коэффициент усиления k умножителя равен

$$k = Qn^N, \quad (8)$$

где Q - численный коэффициент ~ 1 .

Этот поток электронов улавливается анодом. Сильная зависимость коэффициента усиления k фотоумножителя от ускоряющего напряжения обуславливает необходимость хорошей стабилизации его источника питания.

$$k \cong \theta U^N, \quad (9)$$

где $\theta - const$, а U - ускоряющее напряжение. ФЭУ - линейный прибор: амплитуда электрического сигнала с ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки. Время пролета электронов в ФЭУ из-за разброса их начальных

скоростей и различия в длинах их траекторий, испытывает значительные отклонения от среднего. Импульс с ФЭУ растянут до $10^{-9} - 10^{-8}$ с, т.е. ФЭУ обладает конечным временем разрешения. Сцинтилляционная вспышка, попав на катод ФЭУ, приводит к появлению на его аноде импульса тока, который может быть зарегистрирован и измерен при помощи специальной электронной аппаратуры. Число сцинтилляционных вспышек в сцинтилляторе, а следовательно, число импульсов тока в ФЭУ, пропорционально числу падающих на него γ -квантов (интенсивности потока γ -квантов). Таким образом, подсчитывая число импульсов с детектора (сцинтилляционного счетчика) можно определить интенсивность пучка γ -лучей. Однако сцинтилляционный счетчик можно использовать и в качестве сцинтилляционного γ -спектрометра. Действительно, поскольку амплитуда импульса тока в случае линейного режима работы ФЭУ пропорциональна интенсивности сцинтилляции, которая, в свою очередь, пропорциональна энергии γ -кванта, поглощенного в веществе фосфора, то, анализируя с помощью специальной электронной аппаратуры амплитуду импульсов с детектора, можно получить представление об энергии γ -квантов в пучке, т.е. решать задачи γ -спектроскопии. Именно в таком качестве используется сцинтилляционный счетчик в варианте лабораторной работы, использующем сцинтилляционный γ -спектрометр.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. - М.; Наука, 1974, т., 1, с.125-126.
2. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. - М.: ИЛ.,1958.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Наука, 1967.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Атомиздат, Москва, 1970.
5. α -, β -, γ - спектроскопия. Сборник статей под ред. К.Зигбана. - М.: Атомиздат, 1958.
6. Чечик Н.О., Файнштейн С.М. Лифшиц Т.М. Электронные умножители. - М.: Гостехиздат, 1957.