

Атомный практикум

Эффект Комптона

Лабораторная работа № 10

(метод фильтров)

*УНЦ ДО
Москва
2005*

Московский государственный университет имени М.В.
Ломоносова

**Научно_исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В.Скобельцына**

Кафедра атомной физики, физики плазмы

и микроэлектроники

Лаборатория общего атомного и ядерного

практикумов

**Л.Д.Богомолова,
Н.В.Коропченко, Н.А.Красильникова,
С.С.Красильников, В.В.Тарасова**

Атомный практикум

Эффект Комптона

Лабораторная работа № 10

(метод фильтров)

Под редакцией
Красильникова С. С.

*УНЦ ДО
Москва
2005*

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА N10.

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 - $\hbar\vec{\omega}_0/c$) 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 $\hbar\vec{\omega}/c$ (см.рис.1).

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

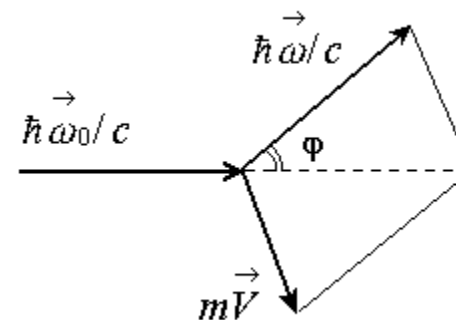


Рис.1. Диаграмма импульсов.

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

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

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

$$\Lambda = h/m_0c = 0,0242 \text{ \AA} \quad (2)$$

называется комптоновской длиной волны электрона. Из формулы (1) следует, что комптоновское 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 (рэлеевское) 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 сечение¹) 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 (рэлеевским) рассеянием

¹Сечение процесса характеризует вероятность данного процесса взаимодействия (соударения) между частицами [2].
на связанных электронах.

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 ²) - 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 приводят к их частичному поглощению и рассеянию. Интен-

² Образование пары - процесс превращения фотона в пару из электрона и позитрона, происходящий при столкновении фотона с какой-либо заряженной частицей.

сивность пучка γ - квантов после прохождения слоя вещества толщиной x определяется соотношением.³⁾

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

где I_0 - интенсивность падающего пучка (в точке $x = 0$); n -

число атомов в 1 см^3 , а величина

$$\mu = n\sigma \quad (4)$$

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

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

где σ_{ϕ} , σ_{κ} , σ_p , σ_n , $\sigma_{\phi p}$ - сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, рэлеевского 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 σ - 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 энер-

³ Отметим, что этот закон ослабления пучка γ - квантов справедлив для вещества не очень больших толщин, когда мала вероятность многократного взаимодействия.

гий $0,5 \text{ МэВ} < \hbar\omega < 5 \text{ МэВ}$ 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

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

где μ_{κ} , μ_{ϕ} , μ_n - линейные коэффициенты ослабления для эффекта Комптона, фотоэффекта, образования пар, соответственно (рэлеевское 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 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.

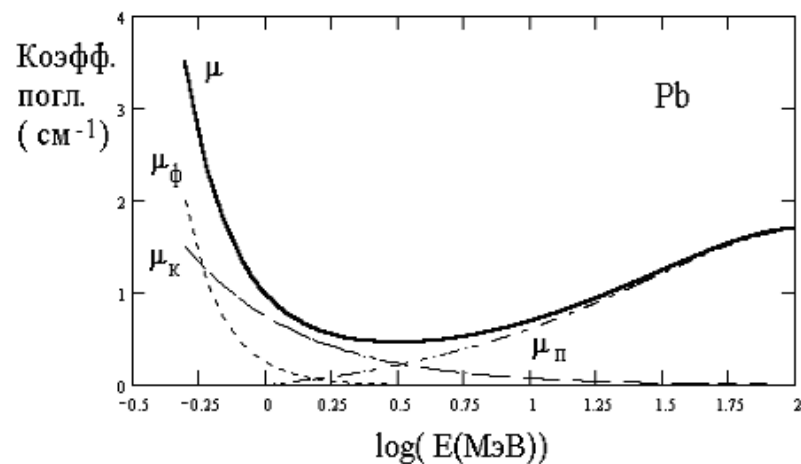


Рис. 2. Зависимость линейного коэффициента поглощения γ - лучей для свинца.

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 сцинтил-

лятора. 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

Сцинтиллятор	Плотность вещества сцинтиллятора, г/см ³	Световой выход	Время высвечивания, сек.
Стильбен C ₁₄ H ₁₂	1,16	2,8	(3-7) 10 ⁻⁹
NaI	3,67	8,0	2,5 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

$$k = Q n^N, \quad (8)$$

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 θ - 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.

МЕТОД ФИЛЬТРОВ

Введение

Как уже отмечалось выше изучение эффекта Комптона будет в основном состоять в проверке соотношения (10)

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\varphi) = \Lambda(1 - \cos\varphi), \quad (10)$$

для чего необходимо измерить длину волны γ -излучения до рассеяния (λ_0) и после рассеяния (λ) на некоторый угол φ . В предлагаемом варианте задачи для этой цели используется метод фильтров в сочетании со сцинтилляционным счетчиком и схемой совпадений. При прохождении через вещество γ -кванты частично поглощаются и рассеиваются. Интенсивность пучка прошедшего через вещество определяется соотношением

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (11)$$

согласно которому интенсивность (I) γ -квантов, прошедших слой вещества толщиной x , ослабляется по экспоненциальному закону по сравнению с интенсивностью падающего излучения (I_0). Тот факт, что линейный коэффициент поглощения μ зависит от энергии γ -квантов, т.е. от их длин волн, используется для определения последних. В данном случае длины волн λ находят из эмпирически полученного графика, связывающего μ и λ . Определение же коэффициентов поглощения μ и составляет экспериментальную часть работы. Для нахождения λ_0 необходимо поместить фильтры между источником излучения и детектором перед коллимационным отверстием, измерить интенсивность излучения без фильтра и с фильтрами. Для определения длины волны рассеянного излучения λ также сле-

дует измерить интенсивности γ - излучения с фильтром и без фильтра при этом фильтры должны помещаться между рассеивателем (установленном на 1-ом фотоумножителе) и вторым детектором. В обоих случаях для определения величины μ пользуются соотношением (11), а для определения λ - эмпирически полученным графиком.

1. Схема опыта и методика эксперимента.

Использование стибьбена как в качестве рассеивателя (благодаря тому, что он состоит из легких элементов), так и в качестве сцинтиллятора (с малым временем высвечивания) позволяет объединить в сцинтилляционном детекторе две функции: рассеяние γ - квантов и их регистрацию. Основными узлами установки будут источник γ - квантов, 1-ый неподвижный детектор- рассеиватель, 2-ой подвижный детектор, регистрирующий рассеянные фотоны. Для измерения λ_0 и λ фильтры помещают между источником и 1-ым детектором и между 1-ым и 2-ым детекторами соответственно. Хотя в основе нашей экспериментальной установки лежит подобная схема, однако вряд ли удалось бы наблюдать эффект Комптона без предъявления определенных требований к источнику, детекторам и геометрии эксперимента и без существенных дополнений к вышепредложенной схеме эксперимента. Ранее указывалось, что при прохождении γ - квантов через вещество могут иметь место различные процессы их взаимодействия с веществом.

На рис.3 изображены возможные при $E_\gamma < 3$ МэВ процессы взаимодействия γ - квантов с веществом: 1 - Комpton - эффект; 2 - рэлеевское рассеяние (когерентное рассеяние) γ -квантов на связанных электронах, ответственное за появление первоначальной длины волны в рассеянном излучении; 3 - фотоэффект; 4 - эффект рождения электрон-позитронных пар.

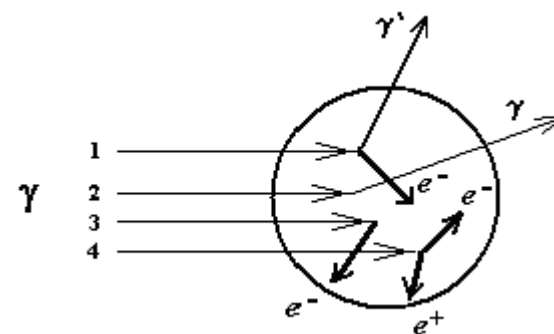


Рис.3. Возможные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом при $E_\gamma < 3$ Мэв.

Из этого в общем неполного перечня явлений видно, что 2-ой детектор будет фиксировать суммарный эффект, в котором интересующий нас эффект Комптона никак не выделен. Но, допустим, нам удалось каким-то образом свести к нулю эффекты 2, 3, 4. Гарантирует ли предложенная схема наблюдение эффекта Комптона? По-видимому, нет, поскольку с увеличением угла рассеяния φ интенсивность (число частиц в единицу времени) рассеянных γ - квантов будет значительно уменьшаться и при определенных значениях φ интенсивность станет сравнимой с космическим фоном. Т.е. возникает проблема выделения полезного сигнала на фоне шума. Но решение этой проблемы еще не исключает всех «неприятностей». Дело в том, что предложенный метод фильтров весьма чувствителен к геометрии эксперимента. Это означает, например, что необходимо правильно подобрать толщину фильтров, учесть конечность размеров телесного угла рассеяния γ - квантов и т.д. Предлагаемые ниже условия и схема эксперимента позволяют избежать или существенно уменьшить перечисленные явления (см.рис.4).

Источник γ - квантов подбирается так, чтобы энергия их лежала в пределах 0,4 МэВ - 1 МэВ. Как уже указывалось выше, в качестве рассеивателя используется органический кристалл (стибьбен) т.е. γ - кванты взаимодействуют в основном с лег-

кими атомами углерода и водорода. Кристалл второго детектора изготовлен из вещества (NaI), поглощающего с большой эффективностью γ - кванты. Сигналы с детекторов подаются на схе-

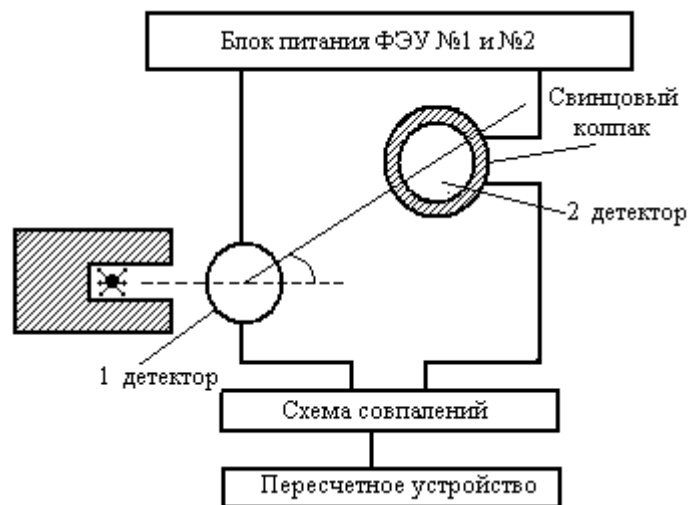


Рис.4. Блок-схема установки для наблюдения эффекта Комптона.

му совпадений и затем на пересчетное устройство. Схема совпадений выделяет лишь те сигналы, которые «одновременно» (в пределах времени разрешения установки) приходят на ее вход.

Нетрудно догадаться, что одно из основных назначений схемы совпадений состоит в отделении полезного сигнала от сигнала фона. Испытавший комптоновское рассеяние γ - квант пройдет расстояние между детекторами практически мгновенно, и схема совпадений его пропустит, «отсекая» фон. В действительности, при использовании схемы совпадений фон все же следует учитывать. Он возникает из-за «одновременного» попадания двух разных частиц в оба детектора. Например, при «одновременном» попадании γ - кванта источника в 1-ый детектор и космической частицы во 2-ой возникает импульс случайного совпадения. Схема совпадений сработает и при «одновременном» поглощении γ - кванта вследствие фотоэффекта в 1-ом

детекторе и попадании возникающих при этом в 1-ом детекторе квантов рентгеновского характеристического излучения во 2-ой детектор. Отметим, что схема совпадений исключает регистрацию когерентного рассеяния на угол ϕ γ - квантов.

Применение метода фильтров предполагает измерение интенсивности излучения до и после прохождения фильтра известной толщины, изготовленного из определенного материала, например, меди. Определение длины волны λ по экспериментальным значениям коэффициента поглощения μ производится по прилагаемому графику. Следует помнить, что обычно на графиках и в таблицах приводятся так называемые -«массовые коэффициенты» $\tau = \mu/\rho$ где ρ - плотность вещества фильтра.

Отметим, что при измерении длины волны λ_0 нерассеянного пучка, очевидно, схема совпадений не нужна. При определении (рассеянных γ - квантов) используется схема совпадений, при этом, как отмечалось, необходимо учитывать фон (случайные совпадения). Очевидно истинная интенсивность будет

$$I = I_n - I_\phi \quad (12)$$

где I_n - полная интенсивность, I_ϕ - интенсивность фона - число случайных совпадений в единицу времени, для определения которого необходимо поставить поглотитель (экран из свинца) на пути γ - квантов ко 2-му детектору. При этом в 1-ый детектор будут попадать γ - кванты источника, а во 2-ой - только космические частицы. Следует, однако учесть, что всегда какая-то часть излучения от источника проникает через любую защиту, даже свинцовую, поэтому измеряемая схемой совпадений величина фона равна

$$I_\phi = I_1' + I_2'$$

где I_1' - интенсивность случайных совпадений, а I_2' - интенсивность совпадений от γ - квантов, прошедших защиту. Ясно, что I_2' , а потому и I_ϕ будут зависеть от угла рассеяния, поэтому определять I_ϕ следует при условиях наименьшего I_2' .

Метод измерения энергии γ - квантов с помощью фильтров относится к категории точных. Однако, это справедливо только в том случае, когда соблюдаются специальные условия (геометрия установки, защита детектора, толщина фильтров и др.), позволяющие уменьшить ошибки, связанные с конечными размерами пучка γ - излучения. В принципе, в случае измерения энергии γ - квантов в установке, аналогичной используемой в данной лабораторной работе, ошибка складывается из:

- а) статистической ошибки, определяемой количеством зарегистрированных событий (I) и пропорциональной); $(1/\sqrt{I})$
- б) ошибки, связанной с геометрией опыта (установки);
- в) ошибки, за счет чувствительности детектирующего устройства.

Расчет показывает, что суммарная ошибка в определении энергии γ -квантов в условиях нашей установки составляет 15 - 20%.

2. Аппаратура и порядок ее включения

Установка по измерению комптоновского смещения (10) состоит из источника γ - квантов, детектора (сцинтиллятора + ФЭУ), блока питания, схемы совпадения и пересчетного устройства. Общий вид установки приведен на рисунке 5.

Источником γ -квантов служит, как отмечалось выше, радиоактивный препарат ^{137}Cs . Ампула с радиоактивным веществом находится в свинцовой защите I и ее можно перемещать при помощи специального штока 1, выведенного наружу.

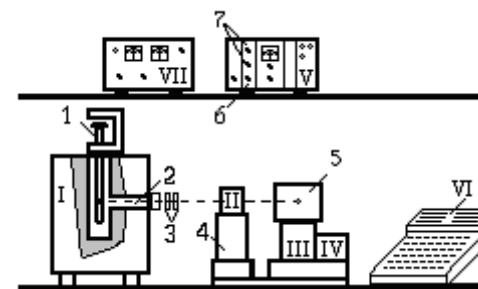


Рис.5. Общий вид установки .

В рабочем положении ампула находится на уровне коллимационного отверстия 2 (обеспечивая максимум интенсивности пучка) которое может быть закрыто свинцовыми кирпичами 3.

Детекторы – 1-ый детектор состоит из рассеивателя-стильбена II (фосфора), в котором γ -кванты вызывают вспышку люминесценции, и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 4, преобразующего вспышку в импульс электрического тока. 2-ой детектор состоит из кристалла сцинтиллятора (**NaI**) и ФЭУ III, смонтированных как и 1-ый детектор вместе и закрытых защитным кожухом 5. В одном блоке с детектором III смонтирован катодный повторитель IV. Как отмечалось выше, число сцинтилляционных вспышек в сцинтилляторе, а следовательно, число импульсов тока в ФЭУ, пропорционально числу падающих на него γ - квантов (интенсивность потока γ - квантов). Таким образом, подсчитывая число импульсов детектора (сцинтилляционного счетчика), можно определить интенсивность пучка γ - лучей. Именно в таком качестве используются сцинтилляционные счетчики в данной задаче. Непосредственно с детекторами скомпонованы усилители выносного каскада пересчетного устройства. Питание ФЭУ осуществляется высоковольтным стабилизированным выпрямителем Б5-24А. ($V \approx 2,5 \text{ кВ}$ - **высокое напряжение!**).

Схема совпадений имеет на выходе два канала для подключения 1-го и 2-го детекторов соответственно и может

быть использована как в режиме отдельных каналов, так и в режиме совпадений. Выходные сигналы с 1-го и 2-го каналов и со схемы совпадений в соответствии с положением переключателя подаются на пересчетный прибор.

Пересчетный прибор ПСО2-4 регистрирует число импульсов в заданном интервале времени (режим «N») и время набора заданного числа импульсов (режим «Т»). В режиме «N» - прибор обеспечивает возможность ряда экспозиций: 0,1; 0,3; ... 1000 с. В режиме «Т» прибор обеспечивает возможность измерения времени набора различного числа входных импульсов 10; 30; ... 10^5 . Отсчет показаний производится по шестидекадному счетчику с цифровой индикацией.

3. Порядок работы на установке

1. Включить блок питания УИП - 2, переведя тумблер «сеть» в положение «вкл».

2. Переключатель каналов на схеме совпадений установить в положение «канал 1».

3. Включить высоковольтный стабилизированный выпрямитель (ВСВ-12Т), для чего

а) включить тумблер «сеть», при этом должны загореться **сигнальные лампочки «включения сети» и полярности входного напряжения;**

б) дать прибору в течение 15 минут прогреться, а затем включить тумблер «высокое напряжение». При этом должна загореться сигнальная лампочка, указывающая на то, что высокое напряжение подано на анод лампы (его величина устанавливается лаборантом);

в) поставить переключатель «напряжение выхода» в положение «вкл».

4. Включить пересчетный прибор ПСО2-4, для чего

а) нажать кнопку «сеть»;

б) нажать кнопку «сброс» и установить все схемы прибора в исходное положение;

в) для измерения числа импульсов при заданной экспозиции нажать кнопку «N»;

г) установить нужную экспозицию (см паспорт лабораторной работы).

5. В соответствии с заданием установить требуемое положение источника, детектора, фильтров, переключателя каналов.

6. На панели управления пересчетного прибора нажать кнопку «пуск», при этом загорится сигнальная лампочка «счет», и начнется счет импульсов. По истечении установленного времени счет автоматически прекратится, и сигнальная лампочка погаснет.

По окончании счета записать показания счетчика.

ЗАДАНИЕ

1. Измерить фон космического излучения, для чего опустить шток с ампулой и перекрыть коллимационное отверстие свинцовым фильтром. Переключатель каналов поставить в положение «канал 1» и произвести измерение в течение времени $t=100$ с.

2. Определить длину волны и энергию первичных (еще не рассеянных γ - квантов), используя три медных фильтра (плотность меди $\rho=8,7$ г/см) с указанной на них толщиной. Убрать свинцовые фильтры от коллимационного отверстия, поднять шток с ампулой вверх, вывести ампулу на уровень коллимационного отверстия (или повернуть рычаг в положение открыто). Фильтр располагается у коллимационного отверстия, переключатель остается в положении «канал 1». Измерить интенсивность излучения со всеми фильтрами и без фильтров по три раза. Время экспозиции $t = 10$ с. Определить среднее значение и ее абсолютную и относительную погрешности.

3. Измерить длину волны и энергию γ - квантов под углами рассеяния 45° и 90° . С этой целью поставив переключатель каналов в положение «совп» поместить детектор 2 в соответствующее положение. Фильтры устанавливаются перед отверстием в свинцовом колпаке 2-го детектора на пути рассеянных квантов. Измерения производятся с двумя фильтрами и без фильтров. Время экспозиции $t = 1000$ с. Учтя фон, вызванный случайными совпадениями (см. ниже), определить λ_{45° и λ_{90° .

4. Провести отсчет «случайных совпадений» под углами 45° и 90° с экспозициями $t = 1000$ с., повернув свинцовый колпак так, чтобы изолировать 2-ой детектор от рассеянных на первом кристалле γ - квантов.

5. Рассчитать с помощью (10) поглощение пучка в свинцовом колпаке (толщина стенок ~ 3 см; μ дано на графике в паспорте задачи), зная интенсивность рассеянного пучка и его длину волны. Сравнить рассчитанные значения для I и I_ϕ для углов 45° и 90° . Объяснить причины расхождения рассчитанных значений I с измеренными I_ϕ .

6. Определить величину комптоновского сдвига для углов рассеяния 45° и 90° .

ЛИТЕРАТУРА

1. Практикум по ядерной физике.-М.: Изд-во Моск. ун-та.
2. Литература, указанная в предыдущем параграфе