

# Лабораторная работа №19

## Эффект Комптона

Целью работы является изучение взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом и расчет сечения фотопоглощения и комптоновского рассеяния. Измерения проводятся с помощью сцинтилляционного спектрометра

1. Введение
2. Порядок выполнения лабораторной работы
3. Сцинтилляционный спектрометр
4. Эффективные сечения взаимодействий
5. Квантовые характеристики атомных ядер и  $\gamma$ -переходов. Изомеры
6. Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом
7. Контрольные вопросы и задачи
8. Литература
9. Приложение. Экспериментальная установка Комптона

### 1. Введение

К  $\gamma$ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний:  $\lambda \ll 10^{-8}$  см. В корпускулярной картине это излучение представляет собой поток частиц, называемых  $\gamma$ -квантами. Нижний предел энергии  $\gamma$ -квантов  $E = \frac{hc}{\lambda}$  имеет порядок десятков кэВ. Естественного верхнего предела энергии  $\gamma$ -квантов нет.



рис.1 Упрощенная схема распада ядер Cs-137

Гамма-кванты с энергиями от нескольких кэВ до нескольких МэВ рождаются и поглощаются во множестве различных процессов. В переходах возбужденных ядер в состояния с меньшей энергией излучаются  $\gamma$ -кванты. Атомные ядра могут оказаться в возбужденных состояниях как в результате ядерных реакций, так и при  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадах. На данном принципе построены  $\gamma$ -источники, которые представляют собой  $\alpha$ - или  $\beta$ -излучатели, распадающиеся на различные возбуждённые состояния. Кванты от таких источников имеют строго определённые энергии (монохроматичные  $\gamma$ -кванты). Например, при  $\beta$ -распаде радиоактивного изотопа  $^{137}\text{Cs}$  с образованием  $^{137}\text{Ba}$  наблюдаются  $\gamma$ -кванты с энергиями 0,662 МэВ. Схема распада радиоактивного ядра  $^{137}\text{Cs}$  показана на рис. 1.

Другим источником  $\gamma$ -квантов может быть тормозное излучение электронов. При этом излучаются  $\gamma$ -кванты различных энергий вплоть до граничной энергии генерирующей излучение частицы.

При прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество, следует учитывать, что  *$\gamma$ -кванты не имеют электрического заряда* и не подвержены влиянию действующих кулоновских сил. Взаимодействие  $\gamma$ -лучей с электронами происходит в областях с радиусом порядка  $10^{-11}$  см, что на три порядка меньше межатомных расстояний. Поэтому  $\gamma$ -кванты при прохождении через вещество сравнительно редко сталкиваются с электронами и ядрами, но зато при столкновении, как правило, резко отклоняются от своего пути, т.е. практически выбывают из пучка. Вторая отличительная особенность  $\gamma$ -квантов состоит в том, что они *обладают нулевой массой покоя* и, следовательно, не могут иметь скорости, отличной от скорости света. Это значит, что  $\gamma$ -кванты в среде не могут замедляться. Они либо поглощаются, либо рассеиваются, причем в основном на большие углы.

Для  $\gamma$ -квантов не существует понятий пробега, максимального пробега, потерь энергии на единицу длины. При прохождении пучка  $\gamma$ -квантов через вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений постепенно ослабляется интенсивность пучка. Пусть монохроматичный пучок гамма-квантов  $I \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \text{с}}$  проходит слой вещества  $dx$  и ослабляется на  $dI$ . Поскольку  $dI$  пропорционально потоку и толщине слоя:

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx$$

Если среда однородна, то коэффициент  $\mu$  постоянен, и, интегрируя, получаем:

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

где  $I_0$  – начальная интенсивность. Величина  $\mu$  называется коэффициентом поглощения.

Для  $\gamma$ -квантов с энергией примерно до 10 МэВ основными факторами ослабления пучков является взаимодействие с атомными электронами. Взаимодействие фотонов с ядром при данных энергиях пренебрежимо мало из-за низкой вероятности этого процесса.

К числу основных механизмов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом относятся:

- *фотоэффект*, при котором из атома выбивается электрон, а  $\gamma$ -квант поглощается;
- *эффект образования пар* наблюдается при энергии фотонов выше 1 МэВ'а (более точно – 1,022 МэВ, т.е. 2 массы покоя электрона);

- эффект Комптона - рассеяние<sup>1</sup>  $\gamma$ -квантов на свободном электроне, под «свободным» подразумевается электрон, энергия связи которого много меньше энергии первичного  $\gamma$ -кванта. При эффекте Комптона в конечном состоянии наблюдается электрон и вторичный фотон с более низкой энергией.

Записывая закон сохранения импульса и энергии для упругого взаимодействия фотона

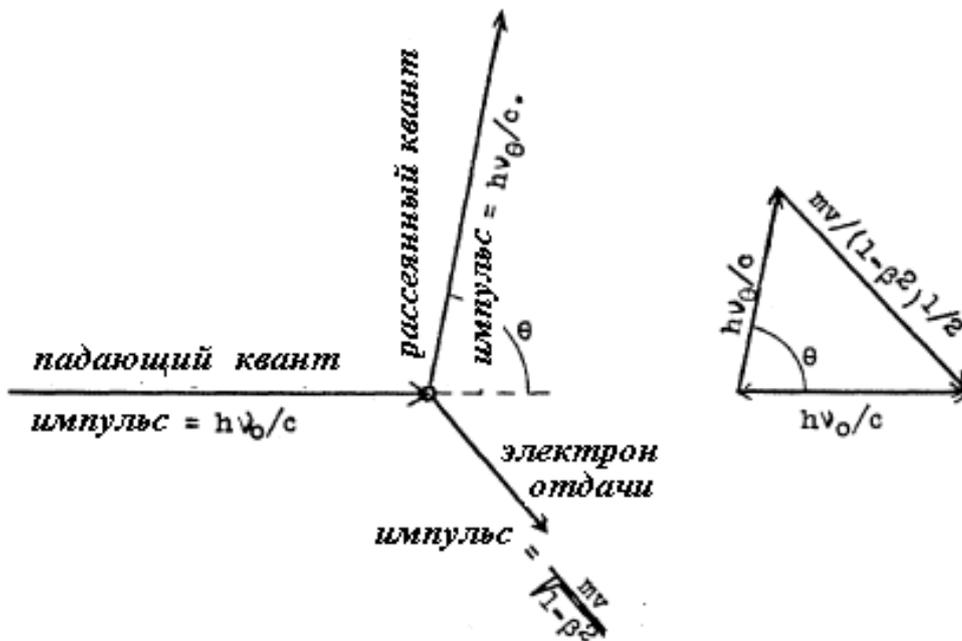


Рис. 2. Рисунок Комптона из статьи 1923 года

(начальная частота  $\nu_0$ , импульс  $k = \frac{h\nu_0}{c}$ ; рассеивается под углом  $\theta$  с частотой  $\nu_\theta$  с импульсом

$k_\theta = \frac{h\nu_\theta}{c}$ ) с изначально покоящимся электроном (рис.2) получаем:

$$\vec{k} = \vec{p} + \vec{k}_\theta \quad (1)$$

$$kc + m_e c^2 = k_\theta c + \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} \quad (2)$$

Применяя теорему косинусов для треугольника диаграммы импульсов, получаем:

$$p^2 = k^2 + k_\theta^2 - 2kk_\theta \cos \theta$$

<sup>1</sup> Поскольку гамма-излучение является электромагнитной волной, исторически первым было изучено **рассеяние когерентное**. Согласно классической теории рассеяния электромагнитного излучения, развитой ранее для объяснения рассеяния света, электрон под действием падающей на него электромагнитной волны  $E = E_0 \exp(-i\omega t)$  приходит в вынужденные колебания с той же частотой  $\nu$  и, следовательно, сам становится излучателем электромагнитных волн такой же частоты. Первые экспериментальные результаты с длинноволновым рентгеновским излучением, показали практическую неизменность длины волны при рассеянии. Опыты по исследованию свойств коротковолнового рентгеновского излучения годов показали, что проникающая способность рентгеновского излучения после рассеяния становится меньше, т. е. его длина волны возрастает. Чтобы объяснить anomalous взаимодействие рентгеновского излучения с веществом в рамках волновой теории Баркла и Уайт в 1916 предположили существование J-серий в характеристическом излучении атомов с длинами волн меньше, чем K-серия, что противоречило модели электронных оболочек атома. До своего решительного расчета «биллиардного удара фотона» в 1922, Комптон, изучавший рентгеновские лучи с аспирантских времен 1913 года, несколько лет безуспешно исследовал разные варианты гипотезы «протяженного электрона» (электрон – протяженный заряженный шарик радиусом порядка  $10^{-10}$  см, электрон – заряженное кольцо, но для соответствия экспериментам следовало, что электрон должен был менять свои размеры в зависимости от падающей длины волны).

После преобразования уравнения (2) будет:  $p^2 + m_e^2 c^2 = (k - k_0 + m_e c)^2$

Исключая из двух последних соотношений  $p$ , получаем:

$$\frac{c}{v_\theta} - \frac{c}{v_0} = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad \text{или} \quad \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (3)$$

Величина  $\frac{h}{m_e c}$  называется комptonовской длиной волны электрона. Этой величиной определяются размеры области, в которой протекают многие (но не все) квантовоэлектродинамические процессы.

Вычисляя отсюда частоту рассеянного фотона  $\nu_\theta$ , найдем:

$$\nu_\theta = \frac{\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

Эксперименты, проведенные Комптоном, стали первым доказательством реального существования фотона.

## 2. Порядок выполнения лабораторной работы

Блок-схема установки, предназначенной для выполнения данной лабораторной работы, изображена на рис.3.

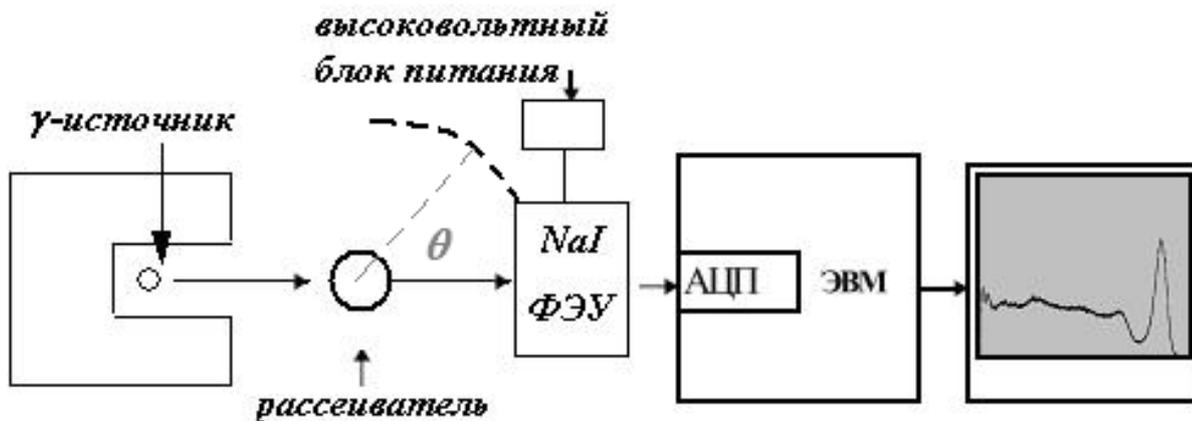


рис. 3. Блок-схема установки

Установка состоит из радиоактивного источника, экранированного толстым слоем свинца, рассеивателя (стильбен  $C_{14}H_{12}$ ), детектора, в котором объединены фосфор (кристалл NaI) и фотоэлектронный умножитель ФЭУ, который можно поворачивать вокруг рассеивателя на нужный угол  $\theta$ . На ФЭУ подается напряжение с высоковольтного блока питания. Сигнал с ФЭУ поступает на аналого-цифровой преобразователь. АЦП служит для измерения амплитуд импульсов, т.е. для перевода аналоговой информации в цифровую. Он генерирует число линейно зависимое от амплитуды входного сигнала.

Событие, обработанное АЦП, фиксируется в соответствующей определенному диапазону амплитуд ячейке памяти (канале). Каналы последовательно нумеруются так, что большим

амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти ЭВМ формируется распределение номер канала - количество событий, которое можно наблюдать на мониторе и сохранить в виде текстового файла.

**Упражнение 1.** Получить спектр прямого потока  $\gamma$ -квантов. Для этого:

Удалить рассеиватель - стилибен, с подставки. При этом необходимо исключить попадание  $\gamma$ -лучей на руки, для чего коллимационное отверстие должно быть закрыто свинцом.

Поставить детектор под прямой поток  $\gamma$ -квантов. Затем убрать свинцовую защиту с коллимационного отверстия и провести измерение в течении времени, необходимого для обеспечения нужной статистической точности.

Следует помнить, что распределение случайных дискретных величин, в данном случае – число зафиксированных  $\gamma$ -квантов, подчиняется закону распределения Пуассона, для которого дисперсия  $\sigma^2$  случайной величины  $N$  равна среднему значению  $N$ :  $\sigma^2 = \bar{N}$

**Определить:**

- ◇ По качественному виду спектра определить, какой источник  $\gamma$ -излучения ( $^{137}\text{Cs}$  или  $^{60}\text{Co}$  используется в Вашей установке)
- ◇ На полученном спектре определить «пик полного поглощения», найти номер канала, соответствующий «пику полного поглощения» (см. рис. 6).
- ◇ Измерить полуширину (полную ширину на половине высоты) фотопика в номерах каналов АЦП
- ◇ Найти положение «пика обратного рассеяния», определить теоретическое значение его энергии.
- ◇ Определить номер канала края «комптоновского рассеяния» (поместив курсор в точке перегиба). Рассчитать теоретическое значение энергии соответствующее краю «комптоновского рассеяния».
- ◇ На полученном спектре, определить площади под пиком фотопоглощения и под той частью кривой, которая соответствует комптоновскому рассеянию. Определить площадь под всей кривой.
- ◇ Оценить сечение фотопоглощения.
- ◇ Оценить сечение комптоновского рассеяния.
- ◇ Построить градуировочный график – зависимость номера канала от энергии  $\gamma$ -кванта – прямую по трем экспериментальным точкам – фотопику, пику обратного рассеяния и краю комптоновского рассеяния.
- ◇ Оценить энергетическое разрешение установки

**Упражнение 2.** Получить спектры  $\gamma$ -квантов под углами  $\theta=20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  (число углов задает преподаватель).

Для этого повернуть детектор под углом  $\theta$  к линии, соединяющей источник и рассеиватель. На подставку поставить рассеиватель (стильбен). Установить необходимое время экспозиции.

**Рассчитать:**

- ◇ Определить положение максимума «пика полного поглощения». Вычислить  $E_\theta$ , а также соответствующие длины волн  $\lambda_\theta$  и комптоновское смещение  $\Delta\lambda_\theta$ , соответствующее углу рассеяния  $\theta$ .
- ◇ Величины экспериментального комптоновского смещения сравнить с теоретическими.
- ◇ Построить экспериментальный график зависимости  $\frac{1}{E_\theta}$  от  $(1-\cos\theta)$

### 3. Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации  $\gamma$ -квантов часто используются сцинтилляционные спектрометры.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис.4). Для регистрации  $\gamma$ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом сцинтиллятора. Результатом всех трех основных процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар) является передача энергии  $\gamma$ -кванта вторичным частицам - электронам и позитронам. При прохождении заряженных вторичных частиц через вещество их энергия тратится на возбуждение и ионизацию среды. Переходы с возбужденных состояний сцинтиллятора на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего  $\gamma$ -кванта в большое количество вторичных  $\gamma$ -квантов низких энергий - фотонов флюоресценции. Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка  $\gamma$ -квантов вторичные фотоны попадают через светопровод на фотокатод. Фотокатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан высокий вакуум, необходимый для свободного движения электронов.

Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокатод - диноды (электроды). В результате вторичной электронной эмиссии на динодах электроны выбивают из них вторичные электроны, образуя нарастающую от динода к диноду электронную лавину. Форма динодов подобрана для эффективного ускорения и фокусировки вторичных электронов. Величина коэффициента вторичной электронной эмиссии динодов находится в пределах от 2 до 5 в зависимости от материала поверхности динодов и энергии электронов, задаваемой делителем напряжения. Между динодами поддерживается разности потенциалов 100-150 В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно то 10 до 14 динодов, достигает величин порядка  $10^6$ - $10^9$ . Амплитуда импульса напряжения, создаваемого на нагрузке последнего динода (анода) ФЭУ, обычно составляет несколько десятых вольта и при определенных условиях пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

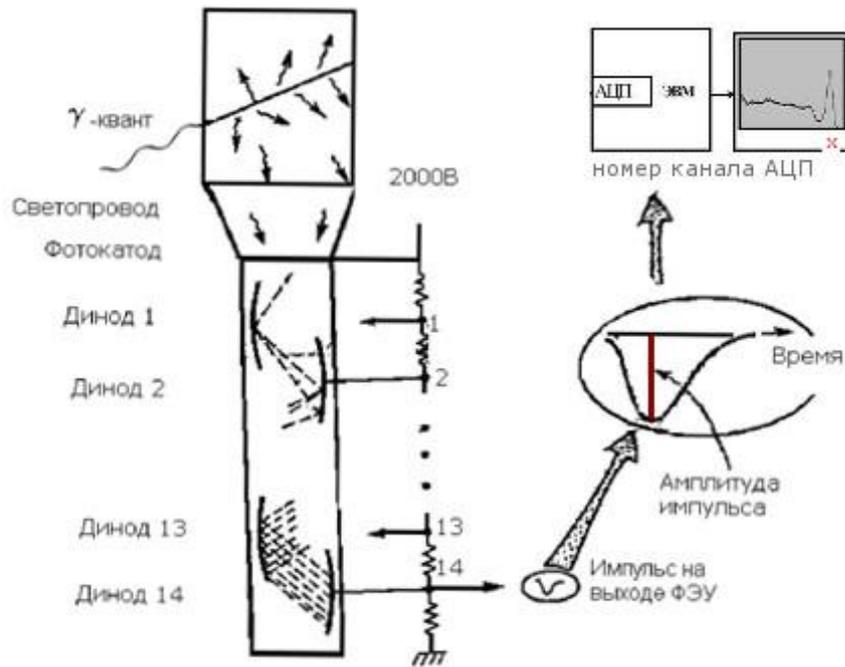


Рис. 4: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод ФЭУ. По амплитуде выходного импульса с ФЭУ на АЦП добавляется «единичка» в соответствующий номер канала

В результате фотоэффекта выбитый из атома электрон приобретает энергию

$$E_e = E_\gamma - E_b - E_r,$$

где  $E_\gamma$  – энергия гамма-кванта,  $E_b$  – энергия связи электрона и  $E_r$  – энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь. Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмиссией оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение в свою очередь вызывает фотоэффект. Образующиеся в результате всех этих процессов электроны возникают практически одновременно, они чаще всего поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Таким образом, практически вся энергия гамма-кванта передается электронам,  $E_0 = \sum E_e$  и в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой пропорциональна энергии  $\gamma$ -кванта. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик – фотопик.

В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии, т.к. доля передачи энергии  $\gamma$ -кванта электрону зависит от угла рассеяния .

$$E_e = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}, \quad E_c = E_0 - E_\theta,$$

где  $E_0$  и  $E_\theta$  – энергии гамма-квантов до и после рассеяния,  $E_e$  – энергия фотоэлектрона,  $m_e c^2$  – энергия покоя электрона,  $\theta$  – угол рассеяния гамма кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при  $\theta = 180^\circ$ )

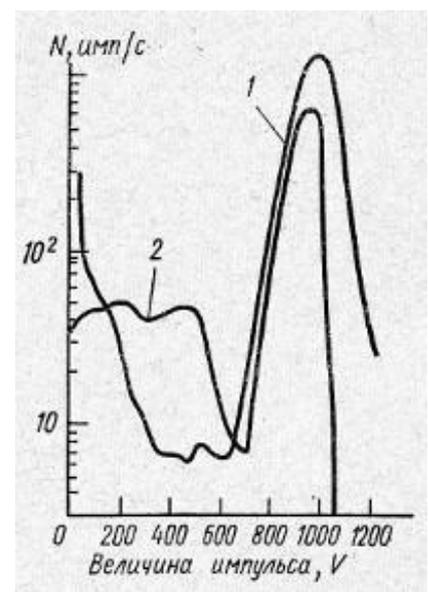


рис.5.  $\gamma$ -спектр  $^{51}\text{Cr}$ : 1- большой кристалл; 2 – малый кристалл

$$E_e^{\max} = E_0 - E_{\theta} = E_0 - \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_e c^2}}$$

В детекторах большого объема (рис.5) часть рассеянных гамма-квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного гамма-кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик обычно называют пиком полного поглощения. На рис. 6 показан примерный экспериментальный спектр монохроматического  $\gamma$ -источника с энергией ниже 1 МэВ и его теоретическая "идеализация". Размытие пика полного поглощения и края комптоновского распределения связана с энергетическим разрешением системы.

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии гамма квантов больших  $2mc^2 = 1022$  кэВ. При этом вся энергия гамма-кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглощаются в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии гамма-кванта и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может проаннигилировать. При этом образуются два гамма кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных гамма-квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то суммарная энергия поглощенная в детекторе будет  $E_{\gamma} - 511$  кэВ. Такие события будут вносить вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных гамма-кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета ( $E_{\gamma} - 1022$  кэВ).

Поскольку для целей спектроскопии требуется

пропорциональность между энергией частицы и интенсивностью вспышки, световой выход кристалла не должен зависеть от энергии частицы. В  $\gamma$ -спектроскопии наиболее часто используются неорганические кристаллы, в частности NaI(Tl). Выбор йодистого натрия для регистрации  $\gamma$ -излучения в первую очередь обусловлен тем, что в интервале энергий от 1 кэВ до 5 МэВ световой выход NaI(Tl) не зависит от энергии электронов, т.е. амплитуда светового импульса линейно возрастает с ростом энергии электронов. Плотность кристалла ( $\rho = 3,67$  г/см<sup>3</sup>) и его атомный номер (для йода  $Z = 53$ ) также достаточно велики, что обеспечивает довольно высокий коэффициент поглощения.

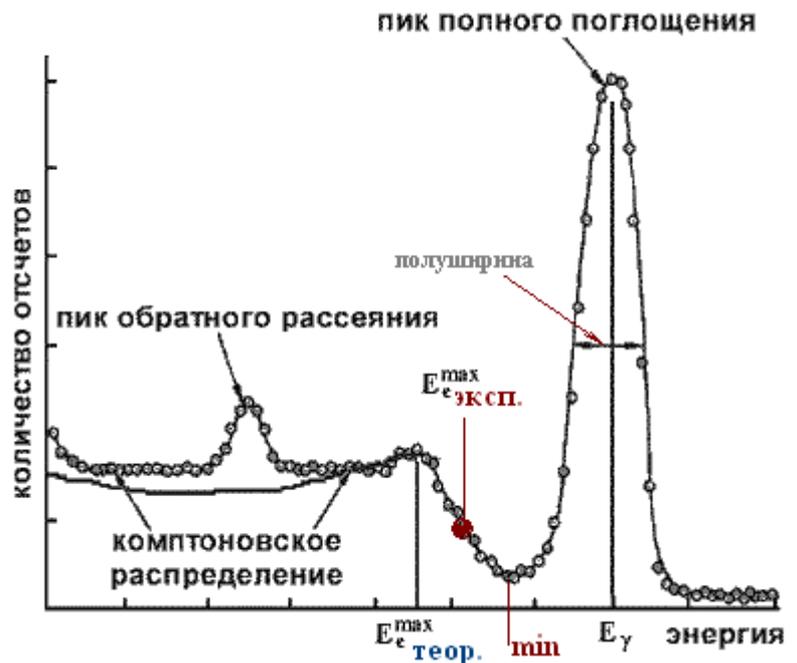
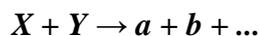


рис. 6: Сравнение теоретического распределения энергии электронов и экспериментального спектра в детекторе NaI(Tl) в случае, когда  $\gamma$ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

## 4. Эффективные сечения взаимодействий

В физике микромира характеристиками вероятностей процессов взаимодействия являются дифференциальное и полное *эффективные сечения реакций*.

Рассмотрим поток частиц  $X$ , падающих на мишень и вступающих в процесс взаимодействия с частицами  $Y$  мишени:



Результатом реакции может явиться как появление первичных частиц  $X$ ,  $Y$  с другими кинематическими характеристиками, так и возникновение новых частиц ( $a$ ,  $b$ , ...).

Дифференциальное эффективное сечение реакции  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  в системе покоя мишени определяется соотношением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\frac{dN}{d\Omega}(\theta)}{I \cdot n}$$

Здесь  $\frac{dN}{d\Omega}(\theta)$  - число частиц, вылетевших под углом  $\theta$  в единицу времени (в секунду).  $I$  - величина потока частиц  $X$ , падающих на мишень  $Y$ ,  $n = S \cdot l \cdot \rho$ , где  $n$  число частиц мишени, находящихся в пучке,  $l$  толщина мишени,  $\rho$  плотность вещества мишени,  $S$  площадь мишени в пучке падающего потока частиц  $I$ .

Поскольку размерность числа частиц, рассеянных в единицу времени в единицу телесного угла -  $[\text{с}^{-1}\text{стерад}^{-1}]$ , размерность потока частиц -  $[I] = [\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}]$ , а число частиц в мишени - безразмерная величина, получаем для размерности дифференциального сечения

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}} \right]$$

Полное (или интегральное) эффективное сечение реакции имеет размерность  $\text{см}^2$  и является интегралом от  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  по углу рассеяния  $\theta$ .

Поскольку эффективные сечения процессов микромира в единицах  $\text{см}^2$  представляют собой очень малые величины, вводится внесистемная единица - барн (бн или б), и ее производные - миллибарн (мбн) и микробарн ( $\mu$  бн).

$$1 \text{ бн} = 10^{-24} \text{ см}^2$$

$$1 \text{ мбн} = 1 \text{ mb} = 10^{-3} \text{ бн}$$

$$1 \mu \text{ бн} = 1 \mu \text{ b} = 10^{-6} \text{ бн}$$

В данной лабораторной работе оценка сечения процесса комптоновского рассеяния носит весьма приближенный характер, обусловленный методическими трудностями. Для используемого в работе  $\gamma$ -источника при прохождении  $\gamma$ -квантов через вещество (например, NaI) ослабление потока  $\gamma$ -квантов будет происходить в основном из-за двух процессов: фотоэффекта и комптоновского рассеяния, т.е. коэффициент поглощения  $\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}}$

Величина  $\mu_{\text{ф}} = \sigma_{\text{ф}} N$ , где  $\sigma_{\text{ф}}$  - сечение процесса фотоэффекта, характеризует вероятность фотопоглощения  $\gamma$ -кванта в результате взаимодействия с атомами вещества (со связанными

электронами);  $N$  - число атомов в  $1\text{см}^3$  вещества. Если имеем сцинтиллятор толщиной  $L$ , то вероятность процесса фотопоглощения  $\gamma$ -кванта в сцинтилляторе<sup>2</sup>  $W_\phi$  равна

$$W_\phi = \sigma_\phi NL$$

С другой стороны, она равна

$$W_\phi = I_\phi / I_0,$$

где  $I_\phi$  - количество  $\gamma$ -квантов, испытавших фотопоглощение в объеме сцинтиллятора, а  $I_0$  - количество  $\gamma$ -квантов, падающих на сцинтиллятор. Приравнивая правые части последних уравнений, получим:

$$\sigma_\phi = I_\phi / (I_0 NL) = S_\phi / (S_0 NL)$$

где  $L$  - линейный размер сцинтиллятора, находящегося под пучком, совпадающим с его диаметром в случае цилиндрической формы. Определяя в эксперименте величины  $S_0$  - площадь (интеграл) спектра, пропорциональную  $I_0$  (т.е. площадь под всей кривой) и  $S_\phi$  - площадь (интеграл) части дифференциального спектра (под пиком полного поглощения, от минимума интенсивности (min см. рис. 6) вправо до конца в сторону больших энергий), пропорциональную

$I_\phi$ , можно оценить сечение фотопоглощения. Сечение комптоновского рассеяния на атоме (молекуле) можно оценить с помощью аналогичного соотношения:

$$\sigma_k = I_k / (I_0 NL) = S_k / (S_0 NL),$$

где  $S_0$ -площадь (интеграл) спектра, пропорциональная  $I_0$ , а  $S_k$ -площадь (интеграл) части (от минимума интенсивности между фотопиком до нижней энергетической границы комптоновского распределения см.рис.6) (пропорциональная  $I_k$ ).

## 5. Квантовые характеристики ядерных состояний и $\gamma$ -переходов.

### Изомеры

Атомные ядра, находящиеся в возбужденных состояниях, обладают различной энергией. Состояние с наименьшей возможной энергией называется основным. Все другие состояния - возбужденными. В схемах ядерных спектров указывается энергия возбуждения ядра, т.е. энергия основного состояния принимается равной 0.

Кроме энергии, ядерные состояния характеризуются полным моментом количества движения  $J$ . Момент импульса  $J$  ядра называется также спином ядра, он является векторной суммой моментов количества движения входящих в ядро нуклонов  $j_i$ , которые, в свою очередь, обладают собственным моментом (спином)  $s_i$  и орбитальным моментом количества движения  $l_i$ .

<sup>2</sup> Это соотношение справедливо в предположении, что  $\sigma NL \ll 1$ , т.е.  $L \leq \frac{1}{\sigma_\phi N}$ , где

$\frac{1}{\sigma_\phi N} = \lambda$  - длина свободного пробега  $\gamma$ -кванта для процесса фотопоглощения.

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i; \quad \vec{j}_i = \vec{s}_i + \vec{l}_i$$

Третьей основной характеристикой состояния ядра является **четность** волновой функции. Функция  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$  называется четной, если при замене координат на обратные величины  $f(-x_1, -x_2, \dots, -x_n) = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$

и нечетной, если знак изменяется на противоположный  $f(-x_1, -x_2, \dots, -x_n) = -f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ .

Четность обозначается символом  $P$ . При  $P = +1$  функция четная, при  $P = -1$  нечетная.

На схемах спектров ядер указывают энергии уровней ядра в МэВ или в кэВ, а также спин  $J$  и четность состояний  $P$  ( $J^P$ ). На современных схемах указывают также изоспин состояний  $I$ . В области энергий возбуждения  $E < E_{отд}$ , т.е. при энергиях, меньших, чем энергия отделения нуклона, спектры ядер - дискретные. Это означает, что ширины спектральных уровней меньше расстояния между уровнями  $\Gamma < \Delta E$ .

Спонтанные переходы ядер из более высоких возбужденных состояний дискретного спектра ядра в более низкие (в том числе в основное состояние) реализуются, как правило, путем излучения ядра растет с увеличением энергии возбуждения. В области больших энергий возбуждения, когда  $E < E_{отд}$ , ширины уровней возбужденного ядра резко возрастают. Дело в том, что в отделении нуклона от ядра главную роль играют ядерные силы, т.е. **сильные взаимодействия**. Вероятность сильных взаимодействий на порядки выше вероятности электромагнитных, поэтому ширины распада по сильным взаимодействиям велики и уровни ядерных спектров в области  $E > E_{отд}$  перекрываются - спектр ядра становится непрерывным (см. рис. 7).

Главным механизмом распада высоковозбужденных состояний в области непрерывного спектра энергий является испускание нуклонов и кластеров (т.е. нескольких связанных между собой нуклонов-  $d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ ). Излучение  $\gamma$ -квантов в области высоких энергий возбуждения  $E > E_{отд}$  также возможно, но происходит с меньшей вероятностью, чем испускание нуклонов, поскольку константа электромагнитного взаимодействия на два порядка меньше константы сильного взаимодействия.

Возбужденное ядро имеет, как правило, несколько путей, или **каналов**, распада.

Энергия  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  образующегося при переходе ядра, практически равна разности энергий соответствующих состояний (небольшая часть энергии расходуется на эффект отдачи ядра при испускании  $\gamma$ -кванта):

$$E_\gamma = E_2 - E_1$$

где  $E_\gamma$  - энергия  $\gamma$ -кванта,  $E_2$  и  $E_1$  - энергии соответствующих состояний.

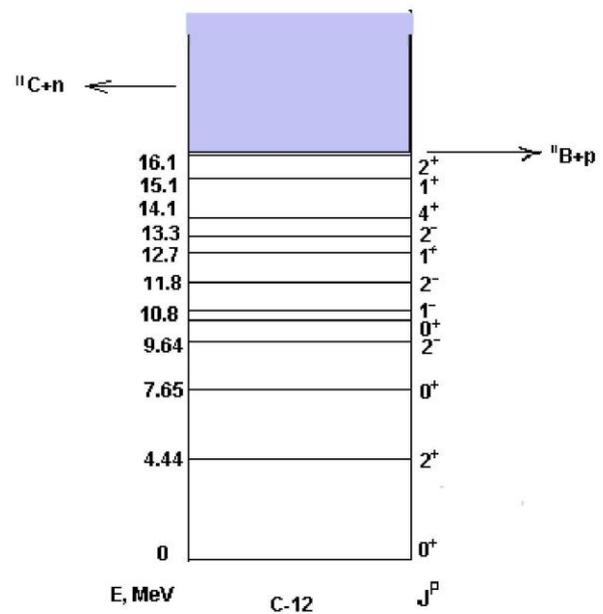
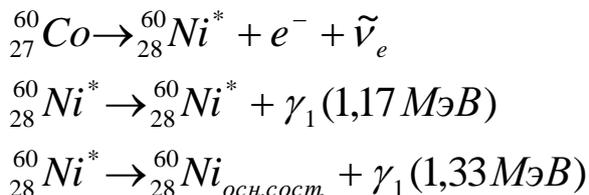


рис.7: Спектр ядра  ${}^{12}\text{C}$ . Область выше 16 МэВ – непрерывный спектр.

Так как атомное ядро имеет большое число возбужденных состояний, энергетический спектр  $\gamma$ -излучения содержит, как правило, не одну линию, а несколько. Зная энергетический спектр испущенных  $\gamma$ -квантов, можно построить схему энергетических уровней ядра. Например, при  $\beta^-$ -распаде радиоактивного изотопа  $^{60}\text{Co}$  с образованием  $^{60}\text{Ni}$  наблюдались  $\gamma$ -кванты с энергиями 1,33 и 1,18 МэВ. Это позволило построить схему энергетических уровней ядра  $^{60}\text{Ni}$ .



$\beta^-$ -распад из основного состояния  $^{60}\text{Co}$  в основное состояние  $^{60}\text{Ni}$  является наиболее выгодным

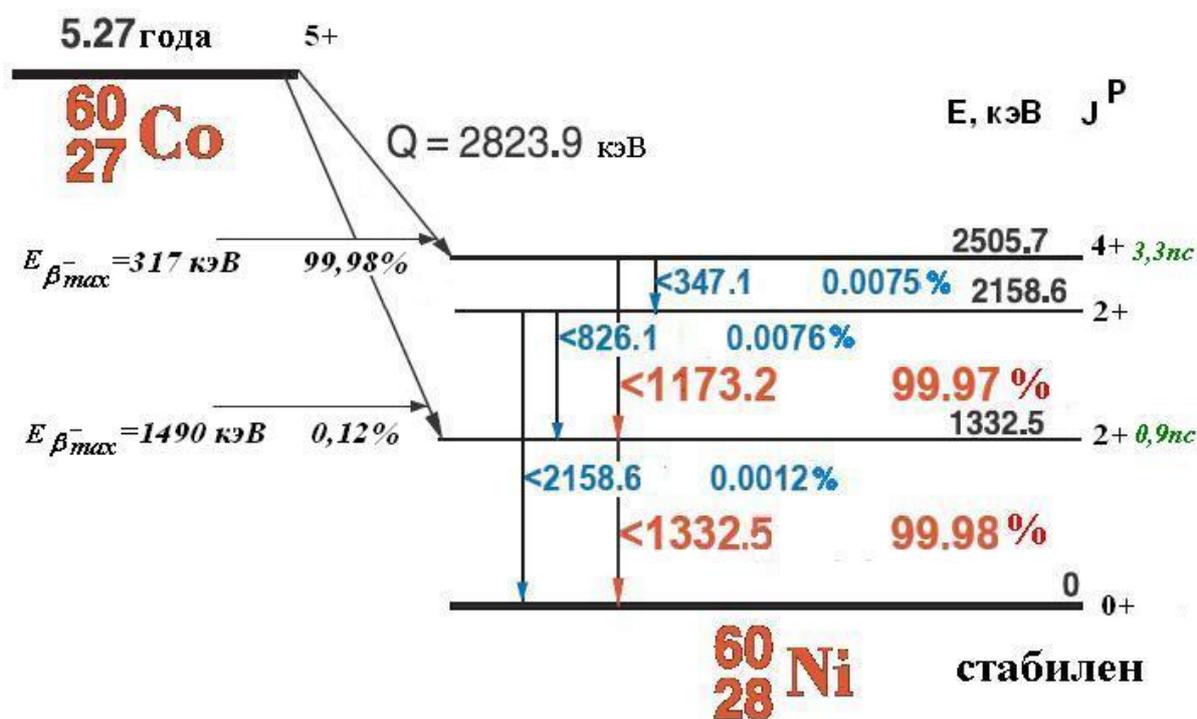


рис 8. Распад радиоактивного ядра  $^{60}\text{Co}$

энергетически, однако распад  $^{60}\text{Co}$  по этому каналу не происходит. Причина “запрета” этого канала в том, что при таком переходе орбитальный момент, уносимый парой лептонов, должен быть не меньше 4.

Вероятность  $\beta^-$ -распадов в случаях, когда лептонная пара уносит орбитальный момент не равный 0, во много раз меньше вероятности  $\beta^-$ -распада с нулевым орбитальным моментом лептонной пары. Поэтому распад ядра  $^{60}\text{Co}$  на основное состояние  $^{60}\text{Ni}$  сильно подавлен (“запрещен”). При  $\beta^-$ -распаде в состояние никеля со спином  $2^+$  орбитальный момент пары лептонов ( $e^- + \nu_e$ ) должен быть не меньше 2, вследствие этого распад  $^{60}\text{Co}$  из основного состояния на второе возбужденное состояние ядра  $^{60}\text{Ni}$  с энергией 2,51 МэВ также сильно подавлен.

Поэтому при  $\beta^-$ -распаде  $^{60}\text{Co}$  практически 100% переходов происходит на уровень 4+ ядра  $^{60}\text{Ni}$  (это т.н. “разрешенный”  $\beta^-$ -распад), причем ядро  $^{60}\text{Ni}$  оказывается в возбужденном состоянии с энергией 2.51 МэВ. Исходя из данной схемы уровней, можно было ожидать испускания  $\gamma$ -кванта с энергией 2.51 МэВ, но такой переход не наблюдается. Это объясняется тем, что испускание  $\gamma$ -квантов подчиняется определенным правилам отбора, связанными с законами сохранения момента

количества движения и четности. Закон сохранения момента количества движения требует, чтобы выполнялось соотношение

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2,$$

где  $J$  - момент количества движения, уносимый  $\gamma$ -квантом,  $J_1$  и  $J_2$  - моменты количества движения начального и конечного состояний ядра. Значения квантового числа  $J$  при этом удовлетворяют соотношению

$$|J_1 - J_2| \leq J \leq |J_1 + J_2|$$

Излучение, отвечающее значению  $J=1$ , называется дипольным,  $J=2$  - квадрупольным,  $J=3$  - октупольным и т.д.

Переход ядра  $^{60}\text{Ni}$  из возбужденного состояния с энергией 2,51 МэВ в основное состояние происходит путем последовательного излучения двух  $\gamma$ -квантов. Прямого перехода с уровня 4+ на основное состояние 0+ практически не происходит. Причиной такого “каскадного” излучения гамма-квантов является зависимость вероятности  $\gamma$ -переходов от уносимого ими момента импульса, или мультипольности  $J$  перехода.

Электромагнитные переходы характеризуются мультипольностью  $J$  и четностью  $P$  испущенного  $\gamma$ -кванта. Минимальная мультипольность  $\gamma$ -излучения равна 1 - т.е. спину  $\gamma$ -кванта.

По соотношению пространственной  $P$ -четности и мультипольности  $J$  различают два типа  $\gamma$ -излучения:

- *электрическое* ( $EJ$ ), для которого четность  $P_\gamma = (-1)^J$ ;
- *магнитное* ( $MJ$ ), для которого четность  $P_\gamma = (-1)^{J+1}$ ;

В электромагнитных взаимодействиях четность сохраняется, т.е. для  $\gamma$ -перехода между двумя уровнями  $P_2 = P_1 P_\gamma$ , откуда ;

$$P_\gamma = P_2 \cdot P_1.$$

Точные выражения для вероятностей излучения  $\gamma$ -кванта ядром весьма сложны, в них, помимо энергии ( или длины волны излучаемого кванта) и мультипольности излучения входят также квадраты матричных элементов операторов перехода между начальным и конечным состояниями ядра. Для приближенных оценок соотношений вероятностей  $\gamma$ -переходов можно использовать следующую зависимость вероятности перехода от мультипольности  $J$  и длины волны  $\lambda$  излучаемого  $\gamma$ -кванта:

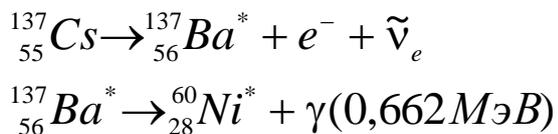
$$W(EJ) \approx \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J}$$

$$W(MJ) \approx \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2}$$

Отношение радиуса ядра-излучателя  $R$  к приведенной длине волны  $\lambda$  излучаемого в ядерных переходах  $\gamma$ -кванта, как правило, много меньше единицы. Поэтому, чем ниже мультипольность излучения, тем вероятнее  $\gamma$ -переход. Увеличение порядка мультипольности на единицу уменьшает вероятность перехода приблизительно в  $(\lambda/R^2)$  раз. Так, для ядра с  $A = 100$  при переходе с  $E_\gamma = 0.5$  МэВ,  $(\lambda/R)^2 \approx 10^5$ . В связи с этим из различных возможных  $\gamma$ -переходов с мультипольностью  $J$ , удовлетворяющей правилам отбора, реализуется переход с **минимальным возможным значением  $J$** .

Переход ядра  $^{60}\text{Ni}$  с уровня 4+ в основное состояние происходит поэтому путем последовательного излучения двух E2 (электрических квадрупольных)  $\gamma$ -квантов.

На рис. 1 показана схема распада ядра  $^{137}\text{Cs}$ , которое с периодом полураспада 30 лет превращается в стабильный изотоп  $^{137}\text{Ba}$  путем  $\beta^-$ -распада. При этом 92%  $\beta$ -переходов идет не в основное, а в первое возбужденное состояние ядра бария-137:



$\gamma$ -переход из возбужденного состояния бария в основное может происходить путем излучения  $\gamma$ -квантов с мультипольностями  $J = 4,5,6,7$ . Четность  $\gamma$ -излучения равна  $P=-1$  (отрицательная). В этом случае реализуются два возможных  $\gamma$ -перехода: M4 и E5 с близкими значениями вероятностей. Таким образом,  $\gamma$ -излучение в данном переходе уносит момент количества движения, равный 4 или 5. Переходы со столь высокой мультипольностью  $\gamma$ -излучения называются *изомерными*, а возбужденный уровень 11/2- ядра бария -*метастабильным*. Время жизни метастабильных уровней по отношению к распаду с излучением  $\gamma$ -квантов на несколько порядков выше, чем время жизни уровней, не являющихся метастабильными, например, возбужденных состояний  $^{60}\text{Ni}$ , которые показаны на рис. 5. Этот факт является следствием сильной зависимости вероятности  $\gamma$ -переходов от мультипольности и типа перехода.

Изомеры - долгоживущие возбужденные состояния атомных ядер. Сочетание высокой мультипольности и малой энергии переходов обуславливает существование состояний с большими периодами полураспада, которые могут составлять годы. К примеру, период полураспада основного состояния (1-) америция-242  $^{242}_{95}\text{Am}$  - 14 часов, а изомерного (5-) -141 год.

Электромагнитное излучение, возникающее при переходах в области дискретного спектра атомных ядер, является источником моноэнергетических (монокроматических)  $\gamma$ -квантов.

Источником  $\gamma$ -квантов с непрерывным спектром является торможение электронов в кулоновском поле ядра — т.н. тормозное излучение. Поскольку интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения частицы, торможение электронов высоких энергий является эффективным источником потоков  $\gamma$ -квантов (бетатрон, электронный синхротрон). Чем выше энергия электронов, тем выше верхняя граница спектра тормозных  $\gamma$ -квантов.

## 6. Взаимодействие $\gamma$ -квантов с веществом

При прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества.

На рис. 9 показано полное эффективное сечение взаимодействия с веществом фотонов с энергиями от 10 эВ до 100 ГэВ ( $1\text{ ГэВ} = 10^{12}\text{ эВ}$ ) для двух поглощающих материалов - углерода ( $Z = 6$ ) и свинца ( $Z = 82$ ). Выделены вклады различных физических процессов в полное сечение.

Как видно из этих рисунков, эффективное сечение фотоэффекта  $\sigma_{\text{ph}}$  на атомах вещества доминирует при энергиях фотонов ниже  $\sim 0.1\text{ МэВ}$  в углероде и ниже  $\sim 1\text{ МэВ}$  в свинце.

Вторым по величине вклада в полное сечение в этой же области энергий  $\gamma$ -квантов является когерентное рассеяние фотонов на атомах вещества (релеевское рассеяние,  $\sigma_{\text{coh}}$ ). Ни ионизации, ни возбуждения атомов при этом рассеянии не происходит,  $\gamma$ -квант рассеивается упруго.

При энергиях  $\gamma$ -кванта выше  $\sim 0.1$  МэВ в веществе с малыми значениями  $Z$  и выше  $\sim 1$  МэВ в веществах с большим  $Z$  главным механизмом ослабления первичного пучка  $\gamma$ -квантов становится некогерентное рассеяние фотонов на электронах вещества (эффект Комптона,  $\sigma_{\text{C}}$ ).

Если энергия  $\gamma$ -кванта превышает удвоенную массу электрона  $2m_e c^2$ , становится возможным

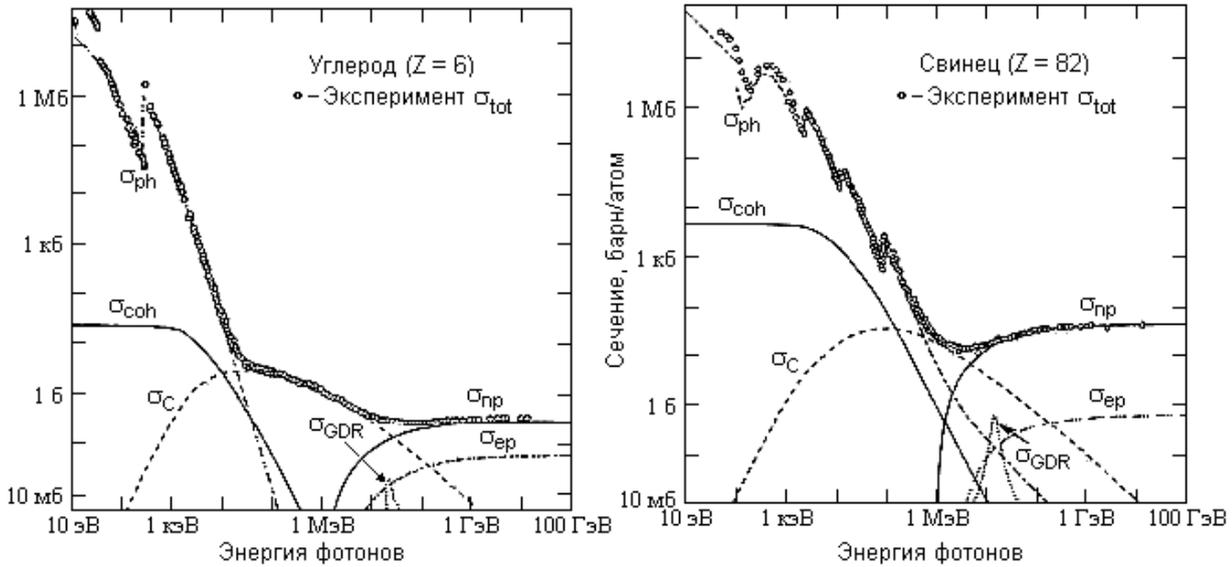


Рис. 9. Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ( $Z = 6$ ) и свинцом ( $Z = 82$ ) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ.  $\sigma_{\text{ph}}$  - сечение фотоэффекта,  $\sigma_{\text{coh}}$  - сечение когерентного рассеяния,  $\sigma_{\text{C}}$  - сечение комптоновского рассеяния,  $\sigma_{\text{np}}$  - сечение рождения пары в поле ядра,  $\sigma_{\text{ep}}$  - сечение образования пар в поле атомных электронов,  $\sigma_{\text{GDR}}$  - сечение ядерного фотопоглощения

процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Вероятность рождения пары в поле ядра ( $\sigma_{\text{np}}$  на рис. 9) доминирует в области высоких энергий фотонов. Намного меньше сечение образования пар в поле атомных электронов  $\sigma_{\text{ep}}$ .

Перечисленные выше механизмы взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом не затрагивали внутренней структуры атомных ядер.

При больших энергиях гамма-квантов ( $E > 10$  МэВ) увеличивается вероятность процесса взаимодействия фотона с ядрами вещества с возбуждением отдельных ядерных состояний. Если энергия кванта больше энергии связи нуклона в ядре, поглощение  $\gamma$ -кванта высокой энергии будет сопровождаться вылетом нуклона из ядра. При энергиях  $\gamma$ -квантов около 20-25 МэВ для легких ядер ( $A < 40$ ) и 13-15 МэВ для тяжелых ядер в эффективном сечении ядерного фотопоглощения наблюдается максимум, который называется *гигантским дипольным резонансом* ( $\sigma_{\text{GDR}}$  на графиках рис. 9).

В области энергий  $\gamma$ -квантов, излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния, т. е. при  $E_\gamma$  от 10 кэВ до примерно 10 МэВ наиболее

существенны три процесса взаимодействия фотонов с веществом: комптоновское (некогерентное) рассеяние, фотоэффект и образование пар электрон-позитрон.

Суммарное эффективное сечение в этой области энергий является суммой эффективных сечений отдельных процессов, участвующих в ослаблении первичного потока:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}.$$

Эффективное сечение каждого из процессов, рассчитанное на один атом поглотителя, является функцией как энергии гамма-излучения, так и атомного номера  $Z$  вещества поглотителя.

## 7. Контрольные вопросы и задачи.

1. Какой из описанных радиоактивных источников  $^{137}\text{Cs}$  (рис.1) или  $^{60}\text{Co}$  (рис. 8) лучше подходит для экспериментального изучения эффекта Комптона? Почему?

2. Зависит ли комптоновское смещение от длины волны первичного излучения?

3. Оцените величину комптоновского смещения в процентах от начальной длины волны для фиолетовых, рентгеновских и гамма-лучей.

4. Объясните, что нарисовал и написал на доске Артур Комптон

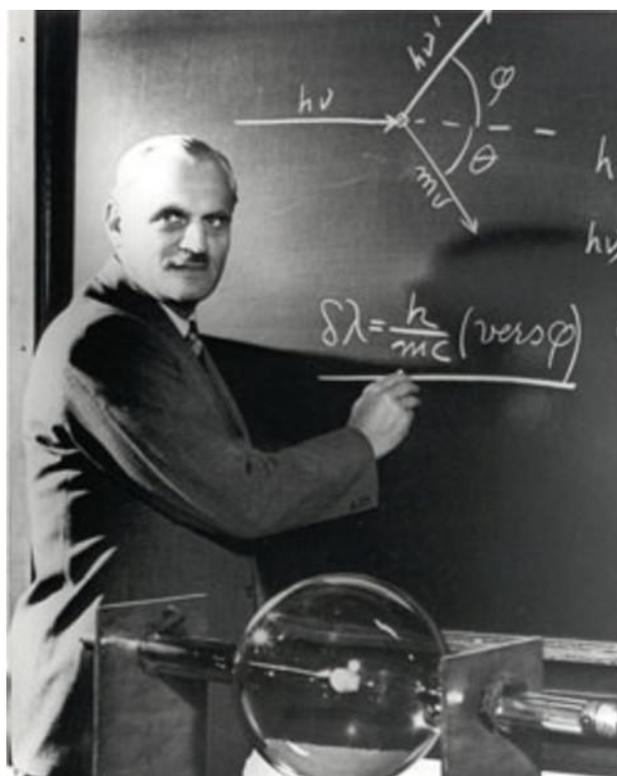
5. Перечислите факторы, влияющие на точность определения энергии  $\gamma$ -квантов с помощью сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра.

6. Сравните энергию первичного  $\gamma$ -кванта с максимальной энергией электрона, полученной в результате комптоновского рассеяния.

7. Укажите на графике спектра фотонов максимумы, возникающие за счет комптон-эффекта.

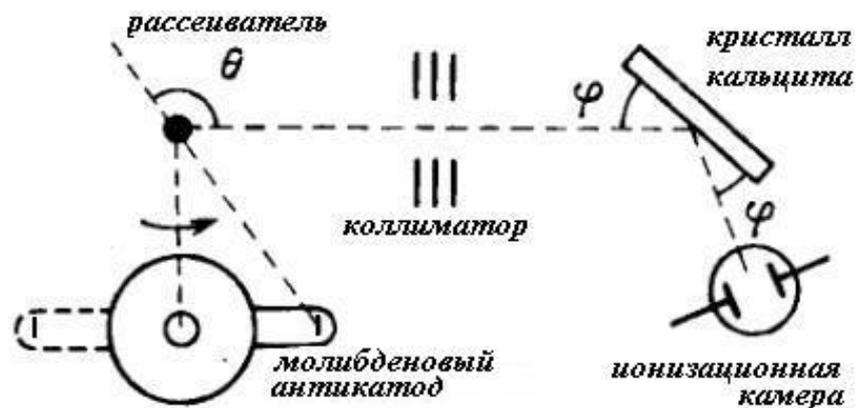
8. Сравните относительную точность результатов своего эксперимента с экспериментом Комптона 1923 года, в котором (по его расчетам) рентгеновские лучи с  $\lambda_0=0,708 \text{ \AA}$  ( $K_{\alpha}$ -линия молибдена) после рассеяния на  $90$  градусов графитом имели длину волны  $0,730 \text{ \AA}$ .

9. Может ли уменьшаться длина волны фотона при рассеянии на свободном электроне?



## 8. Литература

1. Arthur H. Compton A QUANTUM THEORY OF THE SCATTERING OF X—RAYS BY LIGHT ELEMENTS //PHYSICAL REVIEW, 1923, vol.23 pp. 483-502  
<https://www.aip.org/history/gap/PDF/compton.pdf>
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика т.1 Физика атомного ядра. Учебник для вузов. Изд.5-е. М., Энергоатомиздат, 1993 г., сс 354-356  
[http://nuclphys.sinp.msu.ru/books/np/mukhin1\\_1.htm](http://nuclphys.sinp.msu.ru/books/np/mukhin1_1.htm) (djvu)
3. Шпольский Э.В. Атомная физика. - М.; Наука, 1984, т., 1, с.382-392.  
<http://eqworld.ipmnet.ru/ru/library/physics/atom.htm> (djvu)
4. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, Изд.5-е. М. 1980 , сс.334-336, 446-456  
[hep.msu.dubna.ru/main/mod/resource/view.php?id=423](http://hep.msu.dubna.ru/main/mod/resource/view.php?id=423) (djvu)



## Приложение Экспериментальная установка Комптона

### 1. рентгеновская трубка

рис. 10 установка Комптона, 1922 год

Установка Комптона (рис. 10) состояла из рентгеновской трубки с антикатодом из молибдена, рассеивателя (графит), коллиматора, кристалла кальцита и ионизационной камеры. Угол рассеяния  $\theta$  задавался поворотом рентгеновской трубки вокруг вертикальной оси.

Ускоренные в рентгеновской трубке электроны, попадая в молибденовый антикатод, выбивали электроны с внутренних оболочек атомов молибдена. При переходе электронов с более высоких оболочек на вакансии нижних, испускалось рентгеновское излучение с определенной длиной волны  $0,713 \text{ \AA}$ .

Для определения длины волны рассеянного излучения использовался кристалл кальцита  $\text{CaCO}_3$  с постоянной решетки  $d = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ . Когерентные

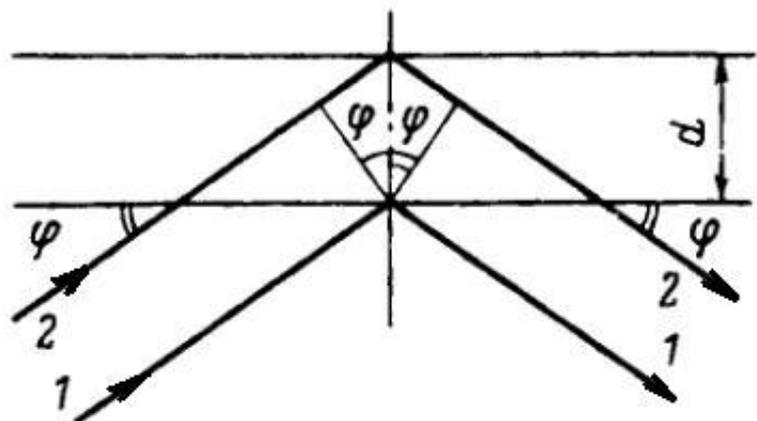


рис. 11. Рассеянное графитом рентгеновское излучение падает на кристалл кальцита. Разность хода лучей 1 и 2 составляет  $2d \sin \phi$

волны 1 и 2, рассеянные разными плоскостями кристалла, интерферируя, усиливают друг друга при  $2d\sin\varphi=n\lambda$  (формула Вульфа-Брэгга см. рис.11). Длина волны вычислялась с помощью этой формулы по значению угла  $\varphi$ , соответствующего максимуму тока в ионизационной камере.

Комптон проводил эксперименты с другими рассеивателями и серебряным антикатодом ( $\lambda=0,713 \text{ \AA}$ ).

Результаты опытов Комптона:

1. Спектр рассеянного излучения кроме первоначальной длины волны  $\lambda_0$  содержит также смещенную линию с длиной волны  $\lambda>\lambda_0$
2.  $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$  растет с увеличением угла рассеяния.
3. При данном угле рассеяния  $(\Delta\lambda)_\varphi$  не зависит от  $\lambda_0$ .
4.  $(\Delta\lambda)_\varphi$  постоянна для всех рассеивающих веществ.

На кону была волновая теория света, и результаты Комптона перепроверялись. Кларк и Дуане, к примеру, заявили, что эффект Комптона – это «эффект коробки», и Комптон измерял «третичное» излучение от атомов углерода и кислорода из деревянной коробки, в которую была помещена его установка. Ву целиком заэкранировал коробку слоем свинца - все расчеты Комптона подтвердились.

В 1924 г. Бор, Х. Крамерс и Д. Слэтер, желая спасти волновые представления, опубликовали новую теорию излучения, предполагая, что законы сохранения энергии и импульса должны соблюдаться в природе не в каждом элементарном акте взаимодействия, а лишь в среднем, статистически. Они трактовали рассеяние рентгеновских лучей как результат непрерывного воздействия излучения виртуальных вибраторов, связанных с данным атомом, на излучение, падающее на атом. И этот непрерывный процесс сопровождается отбрасыванием слабо связанных электронов, происходящим случайно. Затрата энергии статистически восполняется тем, что частота рассеянного рентгеновского света меньше, чем падающего. Последовавший эксперимент Боте и Гейгера с двумя счетчиками (чувствительном к электронам и чувствительном к рентгеновскому излучению) по одновременному наблюдению электронов отдачи и рентгеновских лучей показал несомненные признаки связи обоих эффектов и опроверг гипотезу Бора. [Ландсберг Г.С. Экспериментальная проверка теории излучения Бора// УФН 1925, с.252-254]

Следует отметить, что обширные исследования электронов отдачи при комптоновском рассеянии были выполнены в 20-ые годы молодым физиком Дмитрием Скобельциным (будущим директором НИИЯФ МГУ). Для определения начальных энергий электронов отдачи камера Вильсона помещалась в сильное магнитное поле, и измерялись радиусы кривизны траекторий электронов.

*Постановку лабораторной работы осуществляли:*

*Богомолова Л.Д., Брусиловский Б.А., Гончарова Н.Г.,  
Кокорев А.И., Короченко Н.В., Красильникова Н.А.,  
Красильников С.С., Смирнов А.В., Тарасова В.В.*

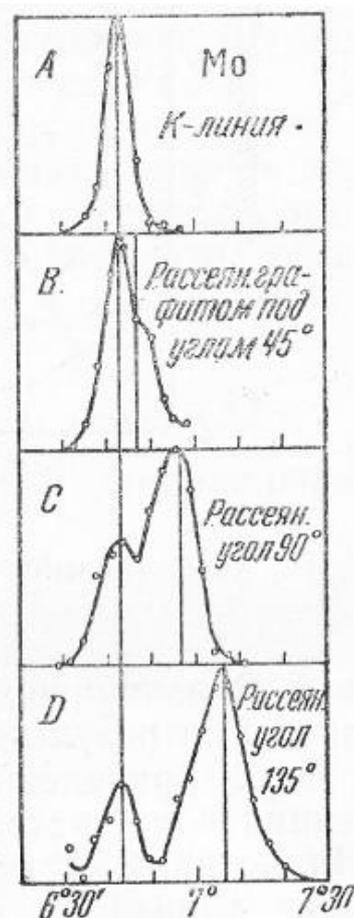


рис. 12. Результаты опытов Комптона  
А -спектральный состав первичной линии; В,С,Д-рассеянной. По оси абсцисс – угол между рассеянным лучем и кристаллом кальцита