

# Лабораторная работа №5

## Электромагнитные взаимодействия.

### Определение энергии $\gamma$ -квантов с помощью сцинтилляционного спектрометра

Целью работы является определение энергии  $\gamma$ -излучения неизвестного источника. Измерения проводятся с помощью сцинтилляционного спектрометра.

1. Введение
2. Порядок выполнения лабораторной работы
3. Квантовые характеристики ядерных состояний и  $\gamma$ -переходов
4. Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом
5. Сцинтилляционный спектрометр
6. Контрольные вопросы и задачи

## 1. Введение

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 возбужденные состояния. Кванты от таких источников имеют строго определённые энергии (монохроматические  $\gamma$ -кванты)

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. Распад радиоактивного ядра  $^{60}\text{Co}$  показан на рис. 1.

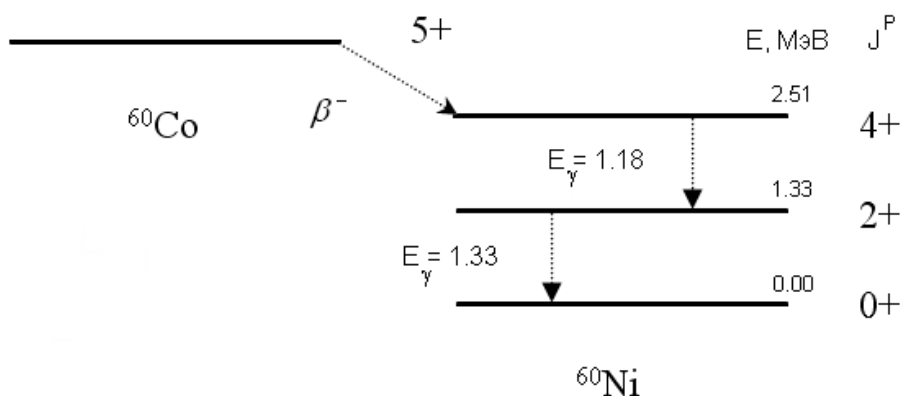
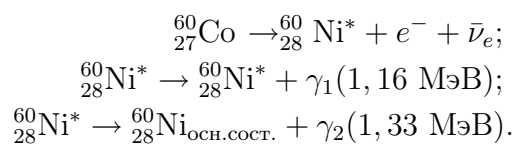


Рис. 1: Распад радиоактивного изотопа  $^{60}\text{Co}$ .



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, в результате их взаимодействия с атомами и ядрами вещества, происходит ослабление интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов. Для  $\gamma$ -квантов с энергией примерно до 10 МэВ основными факторами ослабления пучков является взаимодействие с атомными электронами. К числу основных механизмов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом относятся:

- *фотоэффект*, при котором из атома выбивается электрон, а  $\gamma$ -квант поглощается;
- *эффект Комптона* — рассеяние  $\gamma$ -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.
- *эффект образования пар* — наблюдается при энергии фотонов выше 1 МэВ'а (более точно — 1.022 МэВ, т.е. 2 массы покоя электрона).

Взаимодействие фотонов с ядром при данных энергиях пренебрежимо мало из-за низкой вероятности этого процесса.

Для получения основных характеристик вылетающих  $\gamma$ -квантов необходимо прежде всего измерение их энергетического спектра.

## 2. Порядок выполнения лабораторной работы

Установка для определения энергии  $\gamma$ -квантов (рис. 2) состоит из:

1. металлической камеры, содержащей несколько различных источников  $\gamma$ -излучения, энергию одного из них предстоит определить;
2. сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра, состоящего из кристалла NaI(Tl), фотоэлектронного умножителя и блока питания;
3. линейного усилителя сигналов;
4. амплитудного анализатора.

Устройство камеры  $\gamma$ -спектрометра показано на рис. 3.

Вращающийся диск (5), на котором укреплены  $\gamma$ -источники (3,7), окружен свинцовой защитой в виде круглых вкладышей (8). В нижнем вкладыше имеется вырез, через который вставлен блок ФЭУ (1) с кристаллом NaI(Tl)(2).

Вся конструкция помещена в дюралевый корпус (9), на крышке которого расположена ручка (6), с помощью которой осуществляется поворот диска и совмещение исследуемого  $\gamma$ -источника с блоком ФЭУ.

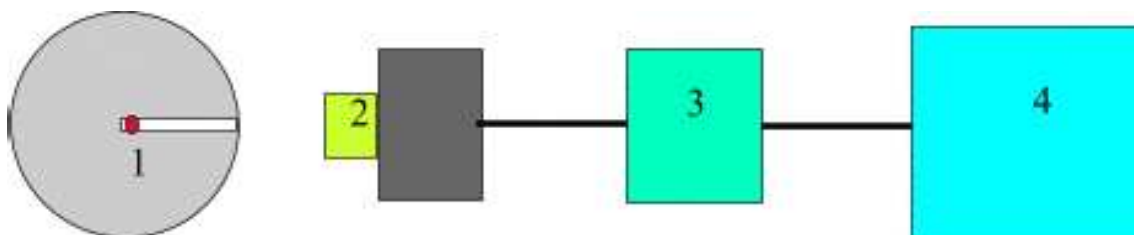


Рис. 2: Блок-схема  $\gamma$ -спектрометра.

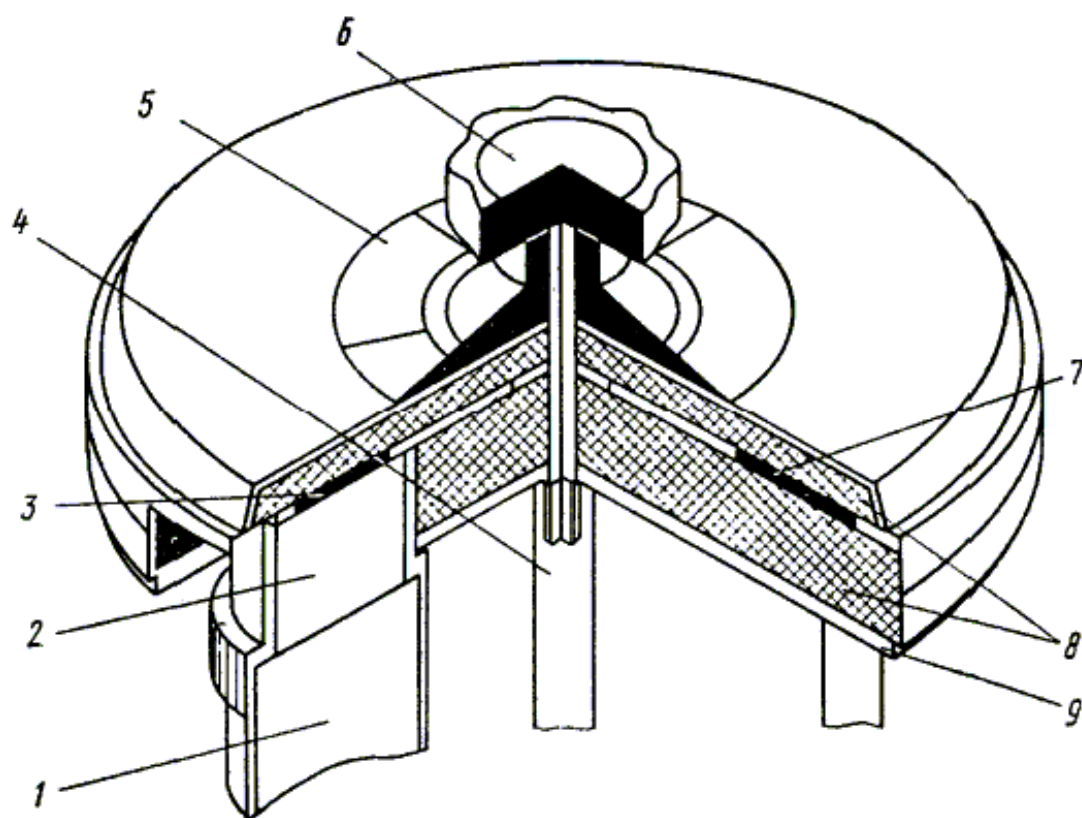


Рис. 3: Камера  $\gamma$ -спектрометра. 1 — блок ФЭУ, 2 — кристалл NaI, 3, 7 —  $\gamma$ -источники, 4 — ось вращения источников, 5 — указатель номера источника, 6 — ручка поворота диска с источниками, 8 — свинцовая защита, 9 — дюралевый корпус камеры.

**Упражнение 1.** Вначале необходимо проградуировать  $\gamma$ -спектрометр, т.е. получить зависимость номера канала амплитудного анализатора от энергии  $\gamma$ -кванта. С этой целью необходимо измерить спектры величин импульсов от 2-х  $\gamma$ -источников с известными энергиями  $\gamma$ -квантов. В полученных спектрах выделить пики полного поглощения (фотопики).

Построить график зависимости номера канала пика полного поглощения от энергии  $\gamma$ -излучения.

**Упражнение 2.** Оценить разрешающую способность  $\gamma$ -спектрометра, определив величину  $\Gamma$  — ширину пика на половине его высоты («полуширина»).

Измерить спектр неизвестного  $\gamma$ -источника. Рекомендуется, установив из первой серии измерений положение фотопиков от  $\gamma$ -источников, повторить 3–5 раз измерения числа отсчетов  $N$  в единицу времени в области пиков. Нанести результаты на график с указанием величин ошибок измерений. Учесть, что распределение случайных дискретных величин (в данном случае — число зафиксированных  $\gamma$ -квантов) подчиняется закону распределения Пуассона, для которого дисперсия  $\sigma^2$  случайной величины  $N$

$$\sigma^2(N) = \bar{N}.$$

**Упражнение 3.** Определить энергию пика полного поглощения по данным ранее выполненной градуировки. По разрешающей способности спектрометра и полученным распределениям (пункт 2) оценить ошибку определения энергии  $\Delta E$  для  $\gamma$ -квантов от неизвестного источника ( $X$ ). Представить результат как

$$E(X) = E_\gamma \pm \Delta E$$

**Упражнение 4.** По схемам распадов радиоактивных изотопов, имеющихся в лаборатории, идентифицировать неизвестный изотоп.

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

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  $l_i$ .

$$\bar{J} = \sum_{i=1}^A \bar{j}_i; \quad \bar{j}_i = \bar{s}_i + \bar{l}_i. \quad (1)$$

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  $E < E_{\text{отд}}$ , 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  $\gamma$ -квантов, т.е. за счет *электромагнитных взаимодействий*.

Плотность уровней спектра атомного ядра растет с увеличением энергии возбуждения. В области больших энергий возбуждения, когда  $E < E_{\text{отд}}$ , 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  $E > E_{\text{отд}}$  перекрываются — спектр ядра становится непрерывным (рис. 4).

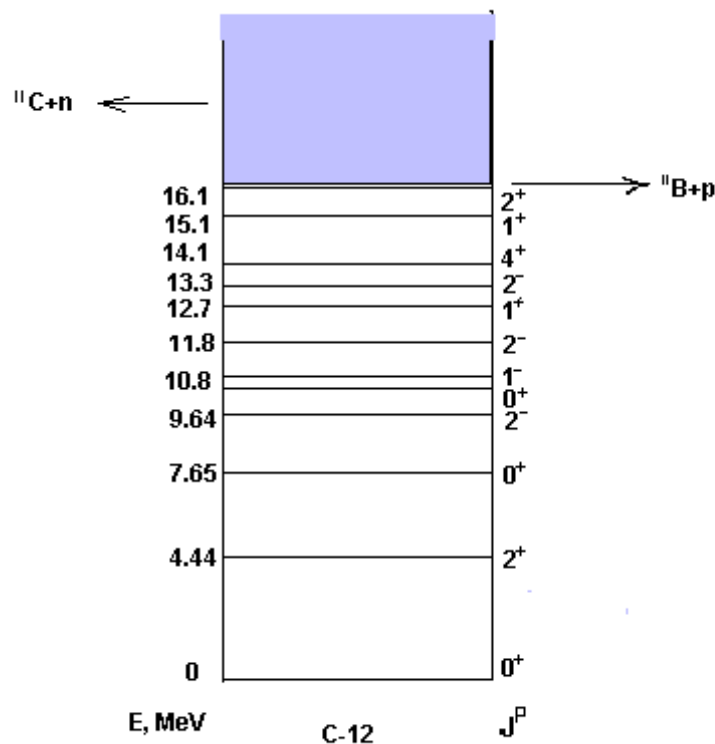


Рис. 4: Спектр ядра  $^{12}\text{C}$ . Область выше 16 МэВ — непрерывный спектр.

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  $E > E_{\text{отд}}$  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.

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.

$\beta^-$ -распад из основного состояния  $^{60}\text{Co}$  в основное состояние  $^{60}\text{Ni}$  является наиболее выгодным 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 ( $e^- + \bar{\nu}_e$ ) 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

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2, \quad (2)$$

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

$$|J_1 + J_2| < J < |J_1 - J_2| \quad (3)$$

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 ;

$$P_\gamma = P_2 P_1.$$

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:

$$W(EJ) \approx \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J} ; \quad W(MJ) \approx \frac{1}{\lambda} \left( \frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2} \quad (4)$$

Отношение радиуса ядра-излучателя  $R$  к приведенной длине волны  $\lambda$  излучаемого в ядерных переходах  $\gamma$ -кванта, как правило, много меньше единицы. Поэтому из (4) следует, что 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 (3), реализуется переход с *минимальным возможным значением  $J$* .

Переход ядра  $^{60}\text{Ni}$  с уровня  $4^+$  в основное состояние (рис. 1) происходит поэтому путем последовательного излучения двух  $E2$  (электрических квадрупольных)  $\gamma$ -квантов.

На рис. 5 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:  $^{137}_{55}\text{Cs} \rightarrow ^{137}_{56}\text{Ba}^* + e^- + \bar{\nu}_e$ ;  $^{137}_{56}\text{Ba}^* \rightarrow ^{137}_{56}\text{Ba} + \gamma(0,66 \text{ МэВ})$ .

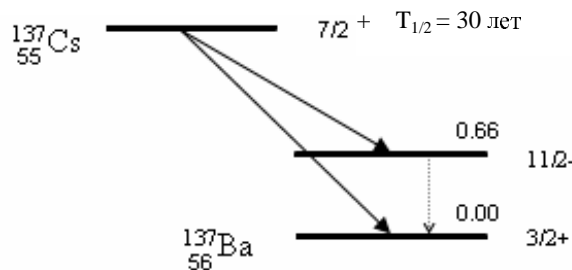


Рис. 5: Схема распада радиоактивного изотопа  $^{137}\text{Cs}$ .

$\gamma$ -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. 1. Этот факт является следствием сильной зависимости вероятности  $\gamma$ -переходов от мультипольности и типа перехода, отраженной в формулах (4).

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

## 4. 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.

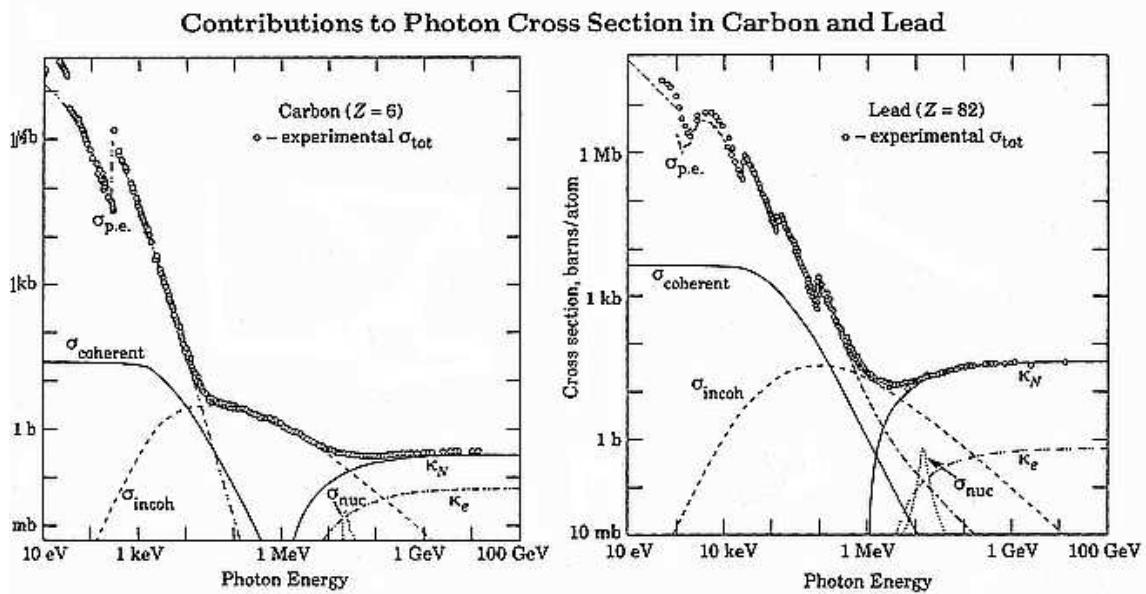


Рис. 6: Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ( $Z = 6$ ) и свинцом ( $Z = 82$ ) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ.

На рис. 6 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 ( $\sigma_{p.e.}$ ) на атомах вещества доминирует при энергиях фотонов ниже  $\sim 0.1$  МэВ в углероде и ниже  $\sim 1$  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). 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).

Если энергия  $\gamma$ -кванта превышает удвоенную массу электрона  $2m_e c^2$ , становится возможным процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Вероятность рождения пары в поле ядра ( $k_N$  на рис. 6) доминирует в области высоких энергий фотонов. На рис. 6 показано также сечение образования пар в поле атомных электронов ( $k_e$ ).

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* ( $\sigma_{nuc}$  на графиках рис. 6).

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:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi.$$

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

## 5. Сцинтилляционный спектрометр

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

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис. 7). 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

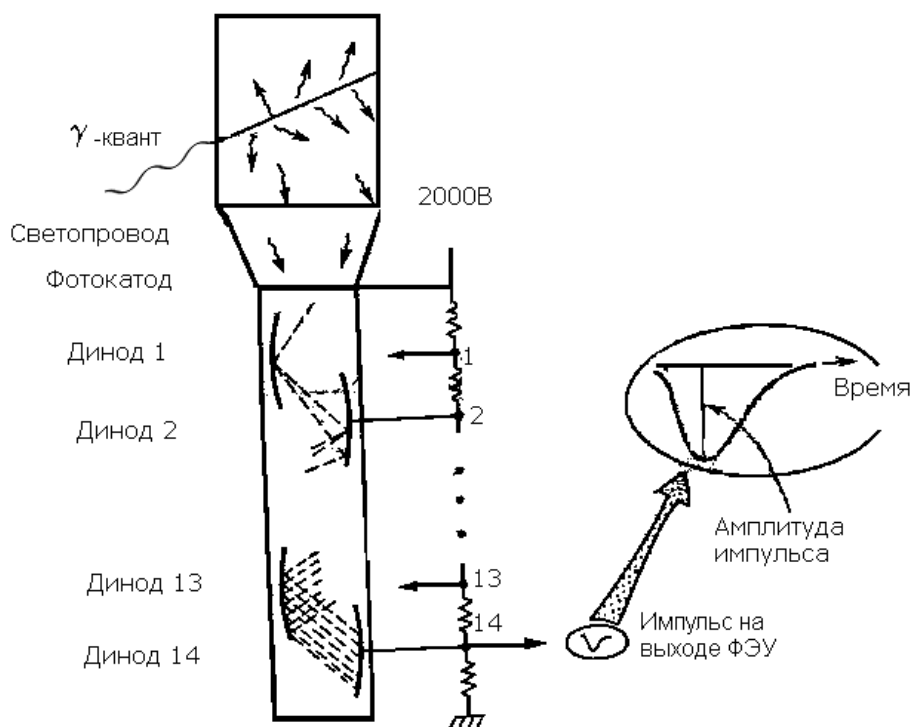


Рис. 7: Схема устройства сцинтиляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокаатод ФЭУ.

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 флуоресценции.

Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка  $\gamma$ -квантов вторичные фотоны попадают через светопровод на фотокаатод. Фотокаатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан высокий вакуум, необходимый для свободного движения электронов. Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокаатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокаатод – 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.

При фотоэффекте все фотоэлектроны имеют энергию, равную разности энергии  $\gamma$ -кванта и энергии ионизации атома для данной оболочки:

$$E_e = E_\gamma - I_i \quad (5)$$

Поскольку вероятность фотоэффекта на К-оболочке составляет не менее 80% суммарной вероятности фотоэффекта, большая часть фотоэлектронов имеет одинаковую энергию. Если эти электроны полностью поглощаются в сцинтилляторе, на выходе регистрирующей системы будет зафиксирован импульс, величина которого пропорциональная энергии поглощенного электрона — это т.н. *фотопик*.

В процессе комптоновского рассеяния доля передачи энергии  $\gamma$ -кванта электрону зависит от угла рассеяния. При рассеянии  $\gamma$ -квантов с энергией  $\hbar\omega$  на  $180^\circ$  электрон получает максимальную энергию  $E_e$ , равную

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma}, \quad (6)$$

где  $m_e$  — масса электрона. Если  $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1.02$  МэВ, то при взаимодействии такого  $\gamma$ -кванта с атомом возможно образование пары электрон–позитрон, суммарная кинетическая энергия которой равна  $E^{\text{пар}} = E_\gamma - 2m_e c^2$ . Таким образом, даже если имеется монохроматический пучок  $\gamma$ -квантов, энергетическое распределение, которое будет наблюдаться на выходе детектора, не будет монохроматическим. Для примера на рис. 8 приведен спектр импульсов на выходе сцинтилляционного счетчика NaI(Tl) при облучении монохроматическим пучком фотонов с энергией  $E_0$ .

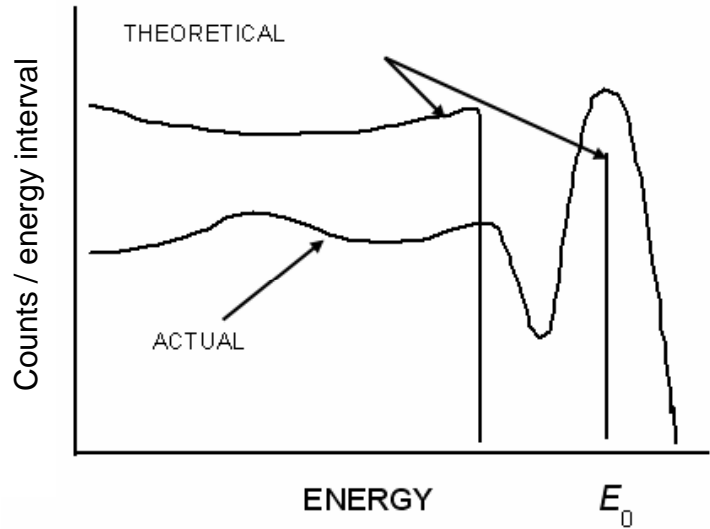


Рис. 8: Сравнение теоретического распределения энергии электрон и экспериментального спектра в детекторе NaI(Tl) в случае, когда  $\gamma$ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

Форма спектра импульсов на выходе установки определяется также характером зависимости светового выхода кристалла от энергии частицы. 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 ( $\rho = 3,67 \text{ г/см}^3$ ) и его атомный номер (для йода  $Z = 53$ ) также достаточно велики, что обеспечивает довольно высокий коэффициент поглощения.

## 6. Контрольные вопросы и задачи

1. Какие фундаментальные частицы не участвуют в электромагнитных взаимодействиях?
2. Нейтрон — электрически нейтральный барион. Участвует ли он в электромагнитных взаимодействиях?
3. Постройте диаграмму Фейнмана рассеяния  $\gamma$ -кванта на протоне.
4. Оцените отношение вероятностей двухфотонной и трехфотонной аннигиляций  $e^+e^-$ .
5. Определите по схеме распада используемых в работе радиоактивных источников  $\gamma$ -излучения тип (электрический или магнитный) и мультипольность  $\gamma$ -переходов.
6. По схеме распада  $^{60}\text{Co}$  определите приведенные длины волн излучаемых  $\gamma$ -квантов. Оцените отношение радиуса ядра с  $A = 60$  к приведенной длине волны  $\gamma$ -кванта.
7. Для  $\gamma$ -переходов из второго возбужденного уровня ядра  $^{60}\text{Ni}$  оцените отношение вероятностей переходов  $w(4^+ \rightarrow 2^+)/w(4^+ \rightarrow 0^+)$ .
8. Перечислите факторы, влияющие на точность определения энергии  $\gamma$ -квантов с помощью сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра.
9. Сравните энергии первичного  $\gamma$ -кванта с максимальной энергией электрона, полученной в результате комптоновского рассеяния.
10. Укажите на градуировочном графике максимумы, возникающие за счет комптон-эффекта.
11. Почему не наблюдаются  $\gamma$ -переходы между уровнями с квантовыми числами  $0^+ \rightarrow 0^+$ ?