

Государственное образовательное учреждение  
высшего образования  
**КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ**  
**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ**  
**КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

А.С. Храмов, М.М. Бикчантаев, Д.М. Хрипунов

**Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра,  
сцинтилляционные детекторы**

(Учебно-методическое пособие к лабораторному практикуму)

КАЗАНЬ 2014

УДК 539.164

*Печатается по решению Редакционно-издательского совета ФГАОУВО  
«Казанский (Приволжский) Федеральный Университет»*

*методической комиссии Института Физики  
Протокол № 3 от 27 февраля 2014 г.*

*заседания кафедры физики твердого тела  
Протокол № 6 от 26 ноября 2013 г.*

*Рецензент:*

канд. физ.-мат. наук, ст. н. с. КИББ КазНЦ РАН Р.А. Манапов

**Храмов А.С., Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М.**

**Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтилляционные детекторы.** Учебно-методическое пособие для студентов Института физики / А.С.Храмов, М.М. Бикчантаев, Д.М. Хрипунов // Казань: К(П)ФУ, 2014. - 27 с.: ил. 7.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов института физики дневного и вечернего отделений, приступивших к изучению курсов «Ядерная физика», «Физика атомного ядра и частиц», «Физика атомов, атомных явлений, атомного ядра и частиц». Задачей настоящей лабораторной работы, предназначенной для общего физического практикума по ядерной физике, является знакомство с регистрацией гамма-спектров, сцинтилляционными детекторами ионизирующего излучения, а также с закономерностями прохождения гамма-излучения через вещество.

© Казанский университет, 2014  
© ХРАМОВ А.С., БИКЧАНТАЕВ М.М., ХРИПУНОВ Д.М., 2014

## Оглавление

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Введение</b> .....   | <b>4</b>  |
| <b>1. Гамма-излучение</b> .....   | <b>4</b>  |
| 1.1. Природа гамма-излучения .....  | 4         |
| 1.2. Физические свойства гамма-кванта .....   | 4         |
| 1.3. Электромагнитное излучение ядер.....   | 6         |
| <b>2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом</b> .....  | <b>8</b>  |
| 2.1. Процессы поглощения гамма-квантов.....   | 9         |
| 2.1.1. Фотозффект (ФЭ).....   | 9         |
| 2.1.2. Рождение электронно-позитронных пар (РЭПП).....  | 10        |
| 2.2. Процессы рассеяния гамма-квантов.....  | 10        |
| <b>3. Коэффициент поглощения гамма-квантов. Коэффициент<br/>передачи (поглощения) энергии</b> ..... | <b>12</b> |
| <b>4. Регистрация гамма-излучения</b> .....   | <b>13</b> |
| 4.1. Основные характеристики детекторов ионизирующего излучения .....                               | 14        |
| 4.2. Сцинтилляционный детектор .....  | 15        |
| 4.2.1. Сцинтиллятор .....   | 16        |
| 4.2.2. Фотозлектронный умножитель.....  | 18        |
| 4.2.3. Сцинтилляционный счетчик.....  | 19        |
| <b>5. Схема экспериментальной установки</b> .....   | <b>22</b> |
| <b>6. Порядок выполнения работы</b> .....   | <b>23</b> |
| <b>7. Анализ и представление результатов</b> .....  | <b>24</b> |
| <b>8. Вопросы для самоподготовки</b> .....  | <b>26</b> |
| <b>Литература</b> .....   | <b>27</b> |

# Введение

Цель настоящей работы – знакомство с основными свойствами и закономерностями взаимодействия с веществом гамма-излучения. Практическая часть работы включает знакомство с техникой и методикой спектроскопии гамма-квантов на примере регистрации гамма-спектра препарата  $\text{Cs}^{137}$  спектрометром со сцинтилляционным детектором, последующую калибровку шкалы энергий. После этого на калиброванном спектрометре предлагается определить коэффициент ослабления и оценить энергию гамма-квантов.

## 1. Гамма-излучение

### 1.1. Природа гамма-излучения

Термин *гамма-излучение* появился при анализе видов радиоактивного излучения: так ( $\gamma$  – третья буква греческого алфавита) было названо излучение радиоактивных ядер, не отклоняющееся в магнитном поле. Гамма-излучение – это электромагнитное излучение, которое сопровождает переход ядер из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Диапазон энергий фотонов ( $\gamma$ -квантов) условно начинается с энергий ( $E_\gamma$ ) порядка  $10^3$  эВ ( $\lambda < 10^{-9}$  м). Таким образом, нижний предел энергетического диапазона  $\gamma$ -квантов перекрывает область энергий рентгеновского излучения.

Гамма-излучением называют также тормозное излучение быстрых заряженных частиц; электромагнитное излучение, возникающее при распадах элементарных частиц, при аннигиляции частицы и античастицы: электромагнитное излучение, содержащееся в космических лучах. В этих случаях излучение также является гамма-излучением, хотя часто имеется название, указывающее причину его возникновения: тормозное излучение, аннигиляционное излучение, синхротронное излучение.

Верхняя граница энергий гамма-квантов, излучаемых ядрами – продуктами альфа- и бета- распадов, порядка  $10^7$  эВ ( $\lambda \sim 10^{-13}$  м). Гамма-излучение другого происхождения (ускорители, распады элементарных частиц, космическое излучение) может содержать кванты больших энергий.  $E_\gamma$  на несколько порядков превосходит энергию химической связи и энергию ионизации внешних оболочек атомов ( $\sim 10$  эВ).

### 1.2. Физические свойства гамма-кванта

Поскольку гамма-излучение является областью электромагнитного излучения наибольшей энергии, то его свойства есть физические свойства электромагнитного излучения.

1) Гамма-квант имеет нулевую массу покоя и движется со скоростью света. При взаимодействии гамма-кванта с веществом происходит его поглощение или рассеяние. Изменение энергии кванта в единичном акте рассеяния имеет случайный характер и может принимать значения, сравнимые с энергией самого кванта.

2) Спин фотона  $S$  равен 1 (фотон – бозе-частица). Внутренняя четность фотона  $P_{int} = -1$ .

3) Фотон участвует только в электромагнитном взаимодействии. Электрический заряд равен нулю, вследствие чего, эффективное сечение взаимодействия фотона с заряженными частицами значительно меньше, чем сечения взаимодействия между заряженными частицами. Следствием этого является большая проникающая способность гамма-излучения по сравнению с проникающей способностью потока заряженных частиц.

4) Большая энергия фотонов обуславливает проявление преимущественно корпускулярных свойств электромагнитного излучения. При  $E_\gamma < 1$  МэВ волновые свойства гамма-излучения проявляются при рассеянии гамма-квантов кристаллами. Подобно рентгеновскому излучению, гамма-излучение испытывает брэгговскую дифракцию на кристаллах. Это явление используется для измерения длины волны гамма-излучения и для получения монохроматического гамма-излучения .

5) В качестве основной “индивидуальной” характеристики фотона можно принять волновой вектор  $\mathbf{k}_\gamma = \mathbf{p}_\gamma / \hbar$ , где  $\mathbf{p}_\gamma$  – импульс фотона. Энергия фотона  $E_\gamma = \hbar \cdot k_\gamma c$ , где  $c$  – скорость света. Помимо этого, состояние фотона свободного поля описывается его *мультипольностью*, равной  $2^J$  ( $J = 1, 2, 3, 4...$ ) и *четностью*  $P$ . Полный момент фотона

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{L}$  – орбитальная составляющая момента количества движения фотона,  $|\mathbf{L}| = \{L(L + 1)\}^{1/2}$ . Полный момент  $\mathbf{J}$  фотона определяется согласно правилу сложения моментов конечного ( $I_f$ ) и начального ( $I_i$ ) состояний излучающей частицы:  $J = I_i + I_f, I_i + I_f - 1, \dots, |I_i - I_f|$ . С другой стороны, согласно (1):  $L = J + 1, J, J - 1$ .

$$\text{Четность фотона } P = (-1)^L \cdot P_{int} = (-1)^{L+1}.$$

Таким образом, фотоны с одинаковым  $J$  могут иметь различные значения орбитального момента и различные значения четности. Если  $L = J$ , то четность равна  $P = (-1)^{J+1}$ . Такие фотоны называют *магнитными*, или *MJ-фотонами*. Фотоны, для которых  $L = J \pm 1$  и  $P = (-1)^J$ , называют *электрическими* или *EJ-фотонами*. Состояние EJ-фотона является суперпозицией состояний с  $L = J + 1$  и  $L = J - 1$ .

Соответственно, излучение с характеристиками  $2^J$  и  $P = (-1)^J$  называется *электрическим  $2^J$  – полным (EJ) излучением*, а излучение с характеристиками  $2^J$  и  $P = (-1)^{J+1}$

– магнитным  $2^J$  – полярным ( $MJ$ ) излучением. Излучения с  $J = 1, 2, 3, 4$  называются дипольным, квадрупольным, октупольным, гексадекапольным, соответственно.

Свойства излучений  $EJ$  и  $MJ$  аналогичны свойствам излучений макроскопических распределений заряда и токов, например, диполя Герца ( $E1$ ), рамки с током ( $M1$ ), антенных устройств различного типа. Подобно этому, при квантово-механическом описании электромагнитное излучение ядер рассматривается как результат колебаний плотности электрического заряда и тока (пропорциональных квадрату модуля волновой функции протонной части ядра и градиенту фазы этой величины соответственно). Излучения с разной мультипольностью отличаются относительной величиной излучаемой мощности, угловым распределением и поляризацией, (предпочтительно в системе координат, определяемой осью симметрии излучателя). Применительно к излучению атомов и ядер, единственной величиной, характеризующей ориентацию частицы, является ее момент (для ядра – спин), поэтому угловое распределение и поляризацию гамма-излучения ядер возможно наблюдать, если механические моменты излучающих частиц будут ориентированы в одном направлении (излучатель поляризован) сильным магнитным полем, или тем или иным способом фиксировано направление момента излучающей частицы.

### 1.3. Электромагнитное излучение ядер

Рассмотрим основные закономерности, определяющие гамма-активность радиоактивных нуклидов. При радиоактивном распаде ядро-продукт с некоторой вероятностью может оказаться в одном из возбужденных состояний (рис. 1). Переход ядра на нижние энергетические уровни сопровождается либо испусканием гамма-кванта (*радиационный переход*), либо передачей энергии электрону одной из внутренних электронных оболочек (K, L) атома, который вылетает из атома с кинетической энергией:

$$E_e = \Delta E - E_i,$$

где  $\Delta E$  – энергия перехода ядра,  $E_i$  – энергия ионизации электрона. Этот процесс называется *внутренней конверсией*, а переход – *конверсионным переходом*.

Отношение вероятности конверсионного перехода к вероятности радиационного перехода называется *коэффициентом внутренней конверсии*  $\alpha$ . Диапазон возможных значений коэффициента внутренней конверсии:  $0 < \alpha < \infty$ .

В случае радиационного перехода энергия гамма-кванта с высокой степенью точности (но не абсолютно точно) равна  $\Delta E$  – разности энергий начального и конечного состояний ядра (энергии перехода).

В подавляющем большинстве случаев время жизни возбужденных состояний ядер равно  $10^{-8} \div 10^{-15}$  с, и, следовательно, переход из этих состояний происходит практически одновременно с распадом материнских ядер. Вероятность радиационного перехода между двумя энергетическими состояниями ядра зависит от энергии перехода и типа излучения ( $EJ, MJ$ ). Возможные для данного нуклида типы излучения определяются квантовыми характеристиками уровней ( $i$ -го и  $f$ -го), между которыми происходит переход ( $I_i^{P_i}; I_f^{P_f}$ ) в соответствии с законами сохранения момента и четности:

$$J = I_f - I_i, \quad P_i = P \cdot P_f. \quad (2)$$

Согласно правилу сложения моментов количества движения микрочастиц, имеем:

$$|I_f - I_i| < J < (I_f + I_i). \quad (3)$$

Следовательно, если  $I_i, I_f \neq 0$ , возможны переходы с различной мультипольностью. Заметим, что если  $I_i = I_f = 0$ , радиационные переходы запрещены в соответствии с (1), так как  $J \geq 1$ . В этом случае возможны только конверсионные переходы или одновременное испускание двух гамма-квантов с суммарной энергией равной энергии перехода.

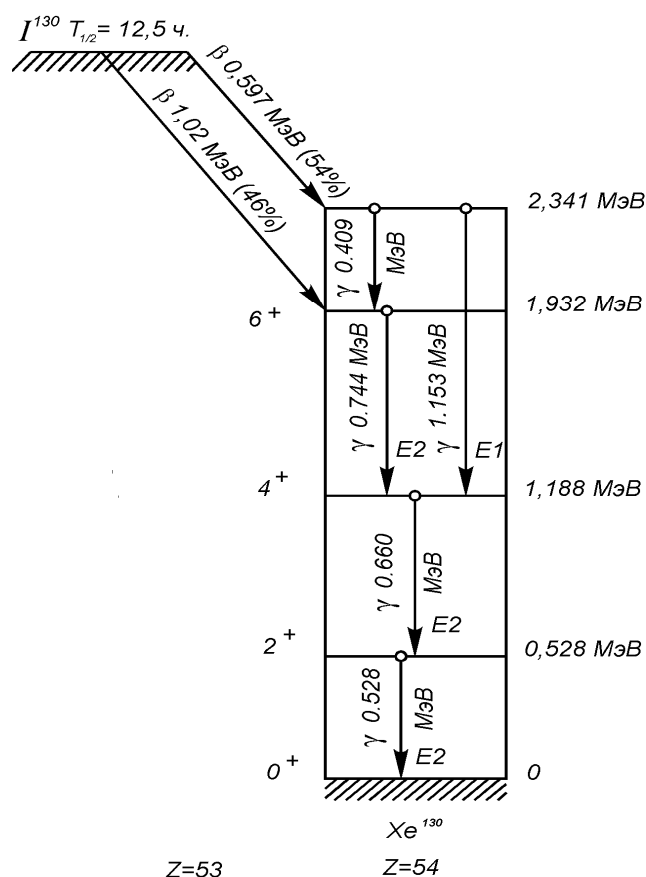


Рисунок 1. Схема распада ядра  $I^{130}$ .

Вероятность радиационного перехода между уровнями  $f$  и  $i$  выражается формулами:

$$\text{а) } EJ\text{-переходы - } w_{if} = C_J \lambda^{-1} (R/\lambda)^{2J}, \quad (4)$$

$$\text{б) } MJ\text{-переходы - } w_{if} = C_J \lambda^{-1} (R/\lambda)^{2(J+1)}. \quad (5)$$

Здесь  $R = r_0 A^{1/3}$  – радиус ядра,  $A$  – массовое число ядра,  $\lambda = hc/(E_f - E_i)$  – длина волны гамма-излучения,  $C_J$  – коэффициент, слабо зависящий от  $J$ . В рассматриваемом диапазоне энергий гамма-квантов и для средних значений  $A$  отношение  $R/\lambda \ll 1$ , из чего следует, что  $w_{if}$  быстро убывает с ростом  $J$ :  $w(E, J+1)/w(E, J) = 10^{-3} - 10^{-5}$ . Отношение вероятностей магнитного и электрического перехода с одинаковой мультипольностью составляет  $w(MJ)/w(EJ) = 10^{-3} - 10^{-2}$ . Таким образом, можно утверждать, что в излучении будут присутствовать кванты с минимальной, допускаемой законами сохранения, мультипольностью. Если допустимые значения мультипольности велики, а энергия перехода невелика, время жизни возбужденного состояния может быть весьма большим, например, время жизни состояния  $E = 70$  кэВ,  $I^P = 11/2^+$  изотопа  $\text{Sn}^{119}$  (нижележащие состояния имеют характеристики  $E = 24$  кэВ,  $I^P = 3/2^+$ ;  $E = 0$ ,  $I^P = 1/2^+$ ) равно 400 дней. Такие долгоживущие состояния ядер называются *изомерными состояниями*. Следует заметить, что формулы (4) и (5) получены в предположении, что излучение фотона происходит в результате перехода одного протона из одного энергетического состояния в другое. В действительности же процесс перехода затрагивает все ядро, и реальные значения вероятности могут отличаться от вычисленных на один – два порядка, однако эти формулы правильно отражают общую тенденцию.

Вероятность конверсионного перехода и значение  $\alpha$  находятся в прямой зависимости от плотности электронного облака атома внутри ядра и поэтому возрастают с ростом  $Z$ , значение  $\alpha$  растет также с ростом мультипольности и уменьшением энергии перехода, то есть с уменьшением вероятности радиационного перехода.

## 2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом

При прохождении гамма-квантов через вещество происходит их рассеяние и поглощение, приводящее к ослаблению пучка квантов по экспоненциальному закону, подобному закону Ламберта для оптического диапазона:

$$N_\gamma(d) = N_\gamma(0) \exp(-\mu d), \quad (6)$$

где  $\mu$  – линейный коэффициент поглощения,  $d$  – толщина слоя вещества. Коэффициент  $\mu$  зависит от длины волны и плотности поглощающего материала. Чтобы  $\mu$  не зависело от физического состояния вещества, вводят массовый коэффициент поглощения  $\mu_\rho = \mu/\rho$  ( $\rho$  – плотность вещества).



Взаимодействие гамма-квантов с электронами и ядрами можно рассматривать как индивидуальные взаимодействия между квантом и частицей. Возможность такого подхода обусловлена тем, что эффективный радиус взаимодействия фотона с точечным зарядом равен *комптоновской длине волны электрона*  $\lambda_e = hc/m_e = 3,86 \cdot 10^{-13}$  м, которая значительно меньше средних расстояний между частицами вещества ( $10^{-10}$  м).

Процессы взаимодействия гамма-квантов с электронами вещества являются преобладающими, поскольку электронов в  $Z$  раз больше, чем ядер.

## 2.1. Процессы поглощения гамма-квантов

Поглощение фотона свободной частицей, без изменения энергии покоя последней, то есть, когда энергия фотона переходит в кинетическую энергию частицы, невозможно, так как при этом не выполняются совместно законы сохранения энергии и импульса. Электрон не имеет возбужденных состояний, его энергия покоя неизменна, следовательно, свободный электрон не может поглотить фотон при любых энергиях последнего. Процессы поглощения гамма-квантов происходят при участии частиц-посредников. Существуют два механизма поглощения гамма-квантов: *фотоэффект и рождение электронно-позитронных пар*.

### 2.1.1. Фотоэффект (ФЭ)

Фотоэффект, или фотоэлектрическое поглощение гамма-квантов, подобен оптическому фотоэффекту. Большая энергия фотона обуславливает возможность ионизации внутренних электронных оболочек, если  $E_\gamma > E_i$ , ( $E_i$  – энергия ионизации  $i$ -оболочки) фотоэлектрон покидает атом с кинетической энергией

$$E_e = E_\gamma - E_i. \quad (7)$$

Роль частицы-посредника играет атом. Вероятность передачи импульса атому возрастает с ростом энергии связи электрона с атомом, вследствие чего при  $E_\gamma > E_K$  основной вклад дает ФЭ на К-оболочке (наибольшая энергия связи). При выполнении этого условия, зависимость эффективного сечения фотоэффекта от энергии кванта и характеристик поглощающих атомов можно представить приближенными формулами:

$$\sigma_{\text{фот}} \propto Z^5 / E_\gamma^{3,5} \text{ при } E_\gamma \geq E_K, \text{ и } \sigma_{\text{фот}} \propto Z^5 / E_\gamma \text{ при } E_\gamma \gg E_K. \quad (8)$$

Сильная зависимость эффективного сечения от  $Z$  также обусловлена увеличением энергии связи электрона при увеличении заряда ядра.

Выбитые из атома фотоэлектроны имеют кинетическую энергию, равную (7), причем обычно  $E_e > \langle E_i \rangle$ , где  $\langle E_i \rangle = 13,6 Z$  эВ – среднее значение энергии ионизации атома

вещества. Кинетическая энергия, приобретаемая атомом, исчезающе мала в сравнении с энергией фотоэлектрона.

### 2.1.2. Рождение электронно-позитронных пар (РЭПП)

Процесс рождения электронно-позитронных пар – это превращение фотона в электрон и позитрон в кулоновском поле частицы-посредника. Если процесс происходит в поле ядра, то энергетический баланс процесса выглядит так:

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_e^- + E_e^+ + E_N, \quad (9)$$

где  $E_e^-$ ,  $E_e^+$  и  $E_N$  – кинетические энергии электрона, позитрона и ядра, (причем  $E_N \cong 0$ ), следовательно, РЭПП возможно при  $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,02$  МэВ. Участие электронов среды в качестве посредников становится возможным при  $E_\gamma > 4m_e c^2$  и имеет очень малую вероятность. Электрон пары испытывают ионизационное и радиационное торможение. Позитрон образует с электроном среды связанное водородоподобное состояние – позитроний и через  $\sim 10^{-8}$  с аннигилирует с этим электроном с образованием двух гамма-квантов с энергией  $E_\gamma = 0,511$  МэВ каждый (значительно реже – трех гамма-квантов).

Эффективное сечение РЭПП монотонно возрастает с ростом энергии фотонов, рост сечения прекращается при  $E_\gamma > 15 \div 30$  МэВ. В интервале  $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$ :

$$\sigma_{\text{пар}} \propto Z^2 \ln(E_\gamma/m_e c^2). \quad (10)$$

## 2.2. Процессы рассеяния гамма-квантов

В отличие от поглощения, рассеяние фотонов может происходить на свободных частицах. Согласно классической теории Томсона, при рассеянии электромагнитной волны на свободной частице эффективное сечение этого процесса равно

$$\sigma_{\text{томс}} = \frac{8}{3} \pi (Ze)^4 / (M^2 c^4), \quad (11)$$

где  $M$  – масса частицы,  $Ze$  – ее заряд. В теории Томсона при рассеянии длина волны фотона не изменяется.

Основным механизмом рассеяния гамма-излучения на связанных электронах атома является *релеевское рассеяние*, при котором длина волны также не меняется.

Квантовый механизм рассеяния гамма-излучения основан на представлении об излучении, как о потоке частиц (фотонов) и учитывает обмен взаимодействующих частиц энергиями и импульсами. При этом длина волны рассеянного излучения будет отличаться от длины волны падающего излучения. Если рассеивающие заряженные частицы не изменяют

своего внутреннего состояния и их можно считать свободными, то изменение энергии (длины волны) фотона описывается выражениями (*эффект Комптона*):

$$E_{\gamma}' = E_{\gamma} [1 + (E_{\gamma} / Mc^2) (1 - \cos\theta)]^{-1},$$

$$\lambda' = \lambda + A(1 - \cos\theta), \quad (12)$$

где  $A = hc/M$  – комптоновская длина волны заряженной частицы,  $M$  – масса частицы. Легко убедиться, что  $\Lambda_e$  больше комптоновской длины нуклонов и ядер на три и более порядка. Таким образом, для гамма-излучения с энергией единицы МэВ ( $\lambda \sim 10^{-12} \div 10^{-13}$  м) заметные изменения длины волны и энергии будут иметь место только при рассеянии последних на электронах. Томсоновское и релеевское рассеяние также можно рассматривать как комптоновское рассеяние на ядрах и атомах, но при этом изменения длины волны так малы, что лежат за пределами возможностей эксперимента.

В эффекте Комптона (ЭК) электрон, испытавший взаимодействие с фотоном (электрон отдачи), приобретает кинетическую энергию равную

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma}'. \quad (13)$$

Спектр кинетической энергии электронов отдачи – непрерывный в интервале  $0 \leq E_e \leq E_{max}$ ,  $E_{max} = 2E_{\gamma} \varepsilon / (1 + 2\varepsilon)$ ,  $\varepsilon = E_{\gamma} / m_e c^2$ .

Эффективное сечение комптоновского рассеяния описывается громоздкой формулой Клейна-Тамма-Нишины. Однако, при  $\varepsilon \gg 1$  выражение упрощается, и эффективное сечение эффекта Комптона в расчете на один атом прямо пропорционально отношению  $Z / E_{\gamma}$ :

$$\sigma_{компт} \propto Z / E_{\gamma}. \quad (14)$$

Кроме перечисленных выше видов рассеяния наблюдается также резонансное рассеяние гамма-квантов ядрами (резонансная флюоресценция). Ядро поглощает гамма-квант определенной энергии, переходя в возбужденное состояние с последующим излучением гамма-кванта или электрона конверсии. При  $E_{\gamma} < 100$  кэВ, в твердых телах, содержащих соответствующие ядра, имеет место *эффект Мёссбауэра* – резонансная флюоресценция без потери энергии квантов на отдачу.

### 3. Коэффициент поглощения гамма-квантов. Коэффициент передачи (поглощения) энергии

При расчетах ослабления интенсивности (6) пучка квантов предполагается, что любой вид взаимодействия приводит к удалению кванта из пучка, и коэффициент ослабления  $\mu$  равен сумме парциальных коэффициентов ослабления:

$$\mu(E_\gamma) = \mu_{\text{ФЭ}}(E_\gamma) + \mu_{\text{ЭК}}(E_\gamma) + \mu_{\text{РЭПП}}(E_\gamma). \quad (15)$$

Для вещества, содержащего атомы одного элемента,  $\mu_i(E_\gamma) = \sigma_i(E_\gamma)N$ , где  $\sigma_i(E_\gamma)$  – эффективное сечение взаимодействия  $i$ -ого типа гамма-кванта с атомом,  $N$  – число атомов в единице объема вещества. На рис. 2 представлены графики зависимости  $\mu(E_\gamma)$  для веществ с  $Z = 13, 29, 50, 82$  и графики  $\mu_{\text{ФЭ}}(E_\gamma)$ ,  $\mu_{\text{ЭК}}(E_\gamma)$  и  $\mu_{\text{РЭПП}}(E_\gamma)$  для свинца ( $Z = 82$ ).

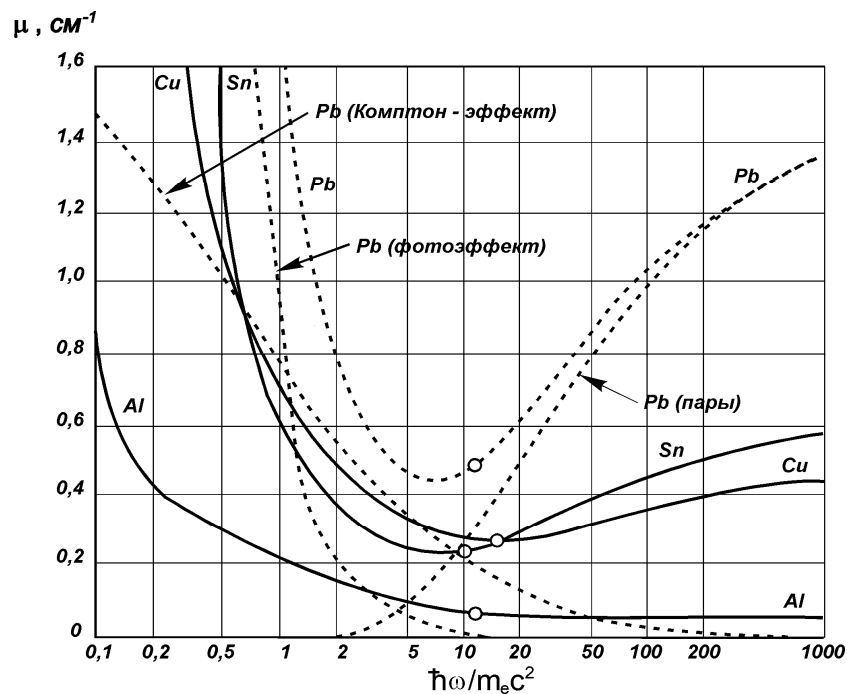


Рисунок 2. Зависимость коэффициента поглощения  $\mu$  от энергии  $\gamma$ -кванта  $\hbar\omega$  для некоторых атомов. В случае свинца (Pb) приведены зависимости  $\mu$  и для отдельных процессов взаимодействий (ФЭ, ЭК, РЭПП).

Для расчетов величины энергии, переданной гамма-излучением поглощающей среде, необходимо учитывать, что вклад каждого из процессов взаимодействия различен. При ФЭ почти вся энергия кванта передается фотоэлектроном атомам среды; при комптоновском

рассеянии значительная часть энергии уносится рассеянным квантом в соседние области среды или за ее пределы, часть рассеянных квантов испытывает вторичное рассеяние или поглощение; в процессах, сопровождающих РЭПП, часть энергии переносится аннигиляционными гамма-квантами. При вычислениях переданной среде энергии применяется величина, называемая коэффициентом передачи (поглощения) энергии  $\mu_{tr}$ , входящая в виде слагаемого в полный коэффициент ослабления:

$$\mu = \mu_{tr} + \mu_s, \quad (16)$$

где  $\mu_s$  – слагаемое, характеризующее рассеянное фотонное излучение.

Энергия, поглощенная в слое вещества толщиной  $h$  и площадью  $S$  при прохождении монохроматического гамма-излучения с начальной интенсивностью  $I$ , равномерно распределенной по площади  $S$ , равна

$$E_{ногл} = IS \int_0^h \exp(-\mu x) \mu_{tr} dx = (IS\mu_{tr} / \mu) [1 - \exp(-\mu h)]. \quad (17)$$

## 4. Регистрация гамма-излучения

Регистрация отдельного кванта, а также измерение его энергии является стандартной процедурой и широко используется в исследовательских целях. Бóльшей энергии гамма-кванта соответствует бóльшая величина отклика регистрирующего устройства (детектора, счетчика), а это позволяет проводить работы с чрезвычайно малыми интенсивностями излучения и, как следствие, малыми количествами радиоактивных веществ (менее  $10^{-11}$  г).

Принцип действия различных детекторов излучений основан на физических явлениях, возникающих при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом. В большинстве детекторов используется ионизация атомов и молекул, вызываемая частицами или квантами. На регистрации возникающих свободных электронов и ионов основана работа таких детекторов, как импульсная ионизационная камера, пропорциональный счетчик, газоразрядные счетчики Гейгера, полупроводниковые детекторы. Ионизационные эффекты используются и в детекторах следов частиц (камера Вильсона, пузырьковые, дрейфовые камеры). На регистрации фотонов, испускаемых возбужденными атомами и молекулами, основан принцип работы сцинтилляционных детекторов. В счетчиках Черенкова регистрируются световые вспышки, возникающие при прохождении быстрых частиц через прозрачную среду (при соблюдении определенных соотношений между скоростью частицы и показателем преломления среды).

## 4.1. Основные характеристики детекторов ионизирующего излучения

Детектором называют устройство, позволяющее преобразовать энергию ионизирующего излучения в электрический импульс. Несмотря на большое многообразие различных типов детекторов, можно выделить общие для всех характеристики, которые определяют их применимость в каждом конкретном случае.

а) *Эффективность  $\eta$*  – величина, показывающая, какая доля частиц, попавших в рабочий объем детектора или на его поверхность, будет зарегистрирована:

$$\eta = \frac{N}{N_0}, \quad (18)$$

где  $N$  – число зарегистрированных частиц,  $N_0$  – число частиц, попавших в чувствительную область детектора. Величина  $\eta$  в зависимости от вида излучения и типа детектора колеблется от 1 до 0,01.

б) *Временное разрешение*, или *разрешающее время  $\tau$* , характеризует наименьший промежуток времени между попаданиями двух частиц, при котором могут быть зарегистрированы обе частицы отдельно. Величина  $\tau$ , таким образом, характеризует быстродействие регистрирующего прибора и определяется главным образом длительностью процессов, происходящих в детекторе после пролета частицы, а также быстродействием электронной аппаратуры.

в) *Энергетическое разрешение*. Амплитуда (величина) импульса у датчиков некоторых типов почти линейно зависит от ионизирующей способности частицы (то есть, от величины заряда, созданного ею в рабочем объеме детектора), что позволяет использовать эти счетчики для измерения энергии излучения. Ввиду статистических флуктуаций числа актов возбуждения и ионизации атомов, которые производят частицы, импульсы от частиц с одинаковой энергией будут иметь некоторый разброс амплитуд (рис. 3). Это может привести к тому, что две группы близких по энергии частиц будут восприниматься как одна (то есть не будут разрешены).

Количественной характеристикой энергетического разрешения является отношение ширины пика амплитудного распределения импульсов на половине его высоты  $\Delta E$  к величине  $E_0$ , характеризующей положение «центра тяжести» данного пика, то есть  $\Delta E/E_0$  (рис. 3).

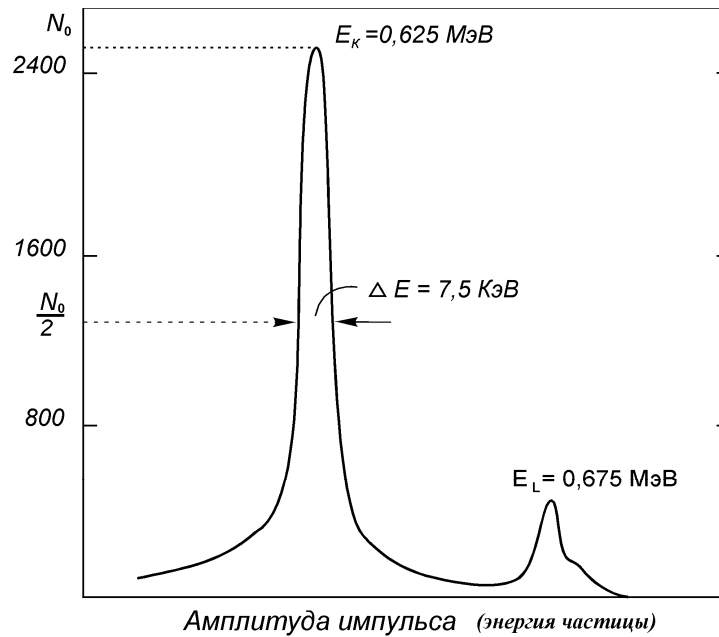


Рисунок 3. Энергетический спектр гамма-излучения.

Разброс импульса от частиц с одинаковой энергией может также обуславливаться неоднородностью рабочего вещества датчика, шумами и дрейфами в электронной аппаратуре. Если известен вклад  $\Delta E_i$  каждого из этих факторов в уширение пика, то суммарное действие всех факторов вызывает уширение, равное

$$\Delta E = \sqrt{\sum_i \Delta E_i^2} . \quad (19)$$

## 4.2. Сцинтилляционный детектор

Для регистрации гамма-излучения в типовых спектрометрах обычно используются сцинтилляционные счетчики. Это связано, в первую очередь с их высокой эффективностью (десятки процентов) и малой зависимостью  $\eta$  от энергии  $\gamma$ -квантов в достаточно широкой области энергий. В то же время сцинтилляционные счетчики имеют значительно более низкое энергетическое разрешение по сравнению с полупроводниковым или пропорциональным детекторами.

При прохождении через материальную среду, заряженные частицы испытывают большое количество неупругих соударений с молекулами и атомами среды, приводящих к потерям частицей энергии. Неупругие соударения сопровождаются как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов. Таким образом, кинетическая энергия частицы переходит в энергию теплового движения. В некоторых веществах, называемых люминесцирующими или люминофорами, часть энергии частицы превращается в энергию

видимого света, то есть прохождение частицы через такое вещество сопровождается световой вспышкой, которая может быть использована для регистрации частицы.

Использование люминофоров (сцинтилляторов) для регистрации ионизирующего излучения нашло широкое применение после того, как были изобретены и усовершенствованы фотоэлектронные умножители (ФЭУ), позволяющие регистрировать малые по длительности и слабые по интенсивности вспышки света. Таким образом, современный сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и ФЭУ, в котором энергия световой вспышки преобразуется в импульсы электрического тока, регистрируемые радиотехническими устройствами.

Сцинтилляционные счетчики могут быть использованы не только для счета различного рода частиц, но и для определения их энергии. Это связано с тем, что амплитуда электрического импульса на выходе ФЭУ пропорциональна энергии световой вспышки, которая в свою очередь пропорциональна энергии, теряемой частицей в сцинтилляторе.

Рассмотрим подробнее работу отдельных частей сцинтилляционного счетчика.

#### **4.2.1. Сцинтиллятор**

Сцинтилляторы характеризуются световым выходом, спектром излучения и временем высвечивания.

*Световым выходом* люминесцирующего вещества называется доля поглощенной в нем энергии частицы, которая преобразуется в световую вспышку. Так как световая вспышка регистрируется при помощи ФЭУ, спектральная характеристика которого лежит в области длин волн видимого света и мягкого ультрафиолета, то в соответствии с этим, спектр частот, излучаемых сцинтиллятором, должен быть достаточно близким к чувствительной области ФЭУ.

Интенсивность световой вспышки сцинтиллятора с течением времени падает по экспоненциальному закону:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (20)$$

Величина  $\tau$  – время, в течение которого интенсивность высвечивания падает в  $e$  раз, характеризует длительность световой вспышки и называется *временем высвечивания*.

Так как свойства сцинтилляторов существенно определяются механизмом высвечивания, то с этой точки зрения удобно разделять люминофоры на три класса: органические, неорганические и газы.

Органические сцинтилляторы употребляются в счетчиках, как в твердом виде, так и в виде растворов, поскольку для органических соединений способность светиться под



действием ионизирующих частиц не зависит от их агрегатного состояния. Органические сцинтилляторы характеризуются очень малым временем высвечивания, приближающимся в ряде случаев ко времени высвечивания отдельной молекулы. Световой выход органических сцинтилляторов сильно зависит от свойств регистрируемых частиц. Максимальный световой выход имеет место при облучении частицами с минимальной ионизирующей способностью; при увеличении ионизирующей способности частиц световой выход резко падает. Из всех органических сцинтилляторов наибольшим световым выходом, составляющим при облучении быстрыми электронами 4-6 %, обладает антрацен.

Круг неорганических веществ, используемых в качестве сцинтилляторов, сравнительно узок. Это в основном активированные йодиды щелочных металлов и активированные сульфиды цинка и кадмия. Времена высвечивания для неорганических сцинтилляторов на два-три порядка больше, чем для органических. Одним из лучших сцинтилляторов является йодистый натрий, активированный таллием (примесь таллия 0,1 %), который обладает высоким световым выходом и сравнительно малым временем высвечивания. Световой выход кристаллов NaI(Tl) превышает световой выход антрацена при облучении быстрыми электронами в два раза, а при облучении  $\alpha$ -частицами – примерно в 10 раз.

В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, ксенон, криптон). Времена высвечивания газовых сцинтилляторов малы и по порядку величины равны  $10^{-8}$  с. Применяются газовые сцинтилляторы главным образом для регистрации сильно ионизирующих малопробежных частиц (медленных протонов,  $\alpha$ -частиц и осколков деления тяжелых ядер).

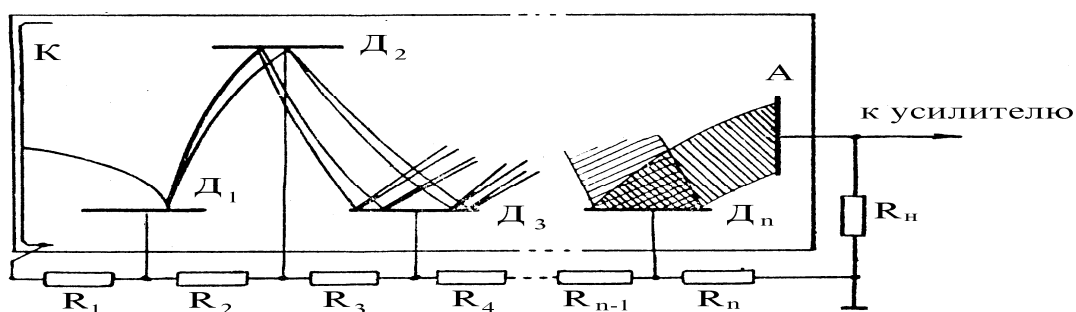


Рисунок 4. Схема работы ФЭУ.

#### 4.2.2. Фотоэлектронный умножитель

Фотоэлектронный умножитель схематически изображен на рис. 4. С внутренней стороны прозрачной передней стенки (окна) колбы ФЭУ нанесен полупрозрачный слой вещества с малой работой выхода, служащий фотокатодом (К). Электроды  $D_1, D_2 \dots D_n$ , называемые динодами или эмиттерами, также выполнены из материала с малой работой выхода. Под действием падающих электронов на динодах происходит явление вторичной электронной эмиссии. Фотокатод, диноды и анод А через делитель напряжения из сопротивлений  $R_1, R_2 \dots R_n$  присоединяются к источнику высокого напряжения (1-2 кВ). Наличие разности потенциалов между электродами, и их форма заставляют электроны проходить последовательно от электрода к электроду. Благодаря явлению вторичной электронной эмиссии, поток электронов возрастает на каждом диноде, и на анод попадают электроны, число которых на несколько порядков превосходит число электронов, выбитых с фотокатода. Импульс тока, создаваемый в цепи анода этими электронами, вызывает импульс напряжения на нагрузке  $R_n$ , который и является выходным сигналом ФЭУ.

Основной характеристикой ФЭУ являются *анодная чувствительность* – величина, равная отношению анодного тока к световому потоку, вызвавшему его. Анодная чувствительность определяется как свойствами самого ФЭУ, так и внешними условиями его работы, квантовым выходом фотокатода, коэффициентом вторичной эмиссии динодов и их числом, спектральным составом света и напряжением питания ФЭУ.

*Квантовый выход* есть отношение числа фотоэлектронов, выбитых световым потоком, к числу квантов в этом потоке. Он зависит от свойств фотокатода и спектрального состава света. Большое значение имеет толщина чувствительного слоя: толстый слой поглотит большинство квантов. Однако многие фотоэлектроны, имеющие очень малые длины пробега, не смогут покинуть фотокатод. Тонкий фотокатод, не поглощая фотоэлектронов, будет в то же время плохо поглощать кванты, и квантовый выход также окажется мал. При оптимальной толщине слоя и в максимуме спектральной чувствительности квантовый выход наиболее применяемых сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет 20-25%.

*Коэффициент вторичной эмиссии*  $\delta$  показывает число вторичных электронов на один первичный. Он сильно зависит от энергии падающего электрона, то есть от разности потенциалов между динодами, и при энергии электронов порядка 100 эВ для сурьмяно-цезиевого эмиттера равен 3.

*Усиление*  $K$ , создаваемое системой из  $n$  динодов с одинаковым  $\delta$ , очевидно, равно  $K = \delta^n$  и достигает  $10^6$ - $10^9$  при  $n = 10$ . Зависимость  $\delta$  от напряжения приводит к сильной

зависимости  $K$  от напряжения питания ФЭУ. Отсюда следуют высокие требования к стабильности питающего напряжения ( $< 0,05\%$ ). Полное число электронов на выходе ФЭУ

$$Z = \gamma N \eta K, \quad (21)$$

где  $\gamma$  - квантовый выход фотокатода;  $N$  - число световых квантов, попадающих на фотокатод;  $\eta$  - коэффициент сбора фотоэлектронов на первый эмиттер.

Существенным параметром ФЭУ является *темновой ток*, который на выходе ФЭУ дает шумовые импульсы различной амплитуды, что затрудняет использование ФЭУ при измерениях низкоэнергетических  $\gamma$ -излучений. Темновой ток вызывается термоэлектронной эмиссией с фотокатода и динодов, током утечки, ионной и оптической обратной связью, радиоактивностью и люминесценцией конструктивных материалов ФЭУ. При рабочих напряжениях  $\sim 100$  В на каскад основную долю темнового тока составляет термоэлектронная эмиссия с фотокатода и первого динода, причем этот эффект сильно зависит от температуры и напряжения на фотоумножителе. При больших напряжениях на ФЭУ происходит ионизация атомов остаточного газа и паров цезия. Образовавшиеся положительные ионы движутся в ускоряющем электрическом поле от анода к фотокатоду и, бомбардируя детали ФЭУ, вызывают эмиссию вторичных электронов, которые увеличивают темновой ток фотоумножителя. Кроме того, электроны в анодной части ФЭУ вызывают люминесценцию стекла колбы; свет достигает фотокатода и вызывает дополнительную эмиссию фотоэлектронов – это так называемое явление обратной связи. Темновой ток может возникать также под действием радиоактивного излучения  $K^{40}$ , который содержится в стекле баллона; эти дополнительные темновые импульсы имеют относительно большую амплитуду и определяют нижний предел энергий и интенсивности излучения, которые могут быть зафиксированы данным сцинтилляционным детектором.

#### **4.2.3. Сцинтилляционный счетчик**

Сборка сцинтилляционного счетчика заключается в рациональном сочленении сцинтиллятора и фотоумножителя, которое обеспечило бы при наибольшем отношении амплитуд электрических импульсов от регистрируемых частиц к амплитудам импульсов фона наилучшую разрешающую способность счетчика, как по амплитудам, так и по времени. Сцинтиллятор, имеющий форму цилиндра или диска, устанавливается перед катодом ФЭУ. Для возможно более полного использования света, возникающего в сцинтилляторе, свободную поверхность последнего окружают диффузным отражателем, чаще всего применяют мелкодисперсный порошок окиси магния (коэффициент отражения 90-97 %).

Между сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ создается хороший оптический контакт с помощью вещества, имеющего коэффициент преломления, промежуточный между стеклом и веществом сцинтиллятора. При регистрации частиц с малой энергией принимаются меры для уменьшения поглощения частиц в упаковке сцинтиллятора.

Световые вспышки в сцинтилляторах при облучении их  $\gamma$ -квантами возникают вследствие взаимодействия вторичных электронов (появляющихся благодаря ФЭ, РЭПП и ЭК) с атомами сцинтиллятора. Интенсивность вспышек будет пропорциональна энергии этих вторичных электронов. Рассмотрим картину распределения энергий вторичных электронов. Предположим, что кристалл облучается потоком монохроматических  $\gamma$ -квантов. Процессы поглощения, то есть ФЭ и РЭПП, очевидно будут приводить к образованию моноэнергетических электронов:  $E_e = E_\gamma - E_i$  для ФЭ и  $E_{e+} + E_{e-} = E_\gamma - 2mc^2$  для РЭПП. Процесс ФЭ может происходить на разных оболочках атома (K, L, M), что, казалось бы, должно привести к появлению нескольких групп электронов с разными  $E_e$ . Однако, если  $E_\gamma > E_k$ , то практически весь ФЭ идет на K-оболочке, кроме того, освободившийся уровень в атоме занимают электроны с верхних оболочек, что сопровождается испусканием рентгеновских квантов с энергией  $E_\gamma < E_k$ . Эти кванты с большой вероятностью испытывают фотопоглощение на оболочке с малым  $E_i$ . Таким образом, суммарная энергия электронов оказывается равной энергии  $\gamma$ -кванта независимо от того, на какой оболочке поглотился  $\gamma$ -квант. Можно показать, что суммарная энергия в случае процесса, начавшегося с РЭПП, также равна  $E_\gamma$ .

В отличие от процессов поглощения, ЭК дает непрерывный спектр энергий рассеянных электронов. Спектр этот имеет довольно сложный вид и простирается от малых энергий до некой максимальной энергии. Рассеянный квант может покинуть сцинтиллятор сразу, либо после нескольких актов рассеяния. Кроме того, взаимодействие рассеянного  $\gamma$ -кванта с кристаллом может закончиться и фотопоглощением; в этом случае уже вся энергия  $\gamma$ -кванта выделяется в виде суммы энергий комптоновского электрона и фотоэлектрона практически одновременно. В результате такой неопределенности вероятность потери  $\gamma$ -квантом некоторой энергии  $E$  ( $E \leq E_\gamma$ ) является непрерывной функцией от  $E$ . Выделяющаяся в каждом случае энергия частично превращается в энергию световой вспышки. Число фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода ФЭУ, будет пропорционально  $E$ . Амплитуда соответствующего этой вспышке импульса на выходе ФЭУ также пропорциональна  $E$ .

На рис. 5 приведены зависимости скорости счета импульсов на выходе ФЭУ от амплитуды импульса. Правый узкий пик, как нетрудно догадаться, соответствует таким процессам взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом, при которых вся энергия кванта уходит на

вспышку (ФЭ, ЭК + ФЭ, многократный ЭК, РЭПП) и называется пиком полного поглощения. Остальные процессы, при которых какая-то доля энергии первичного гамма-кванта уносится из кристалла (обычно благодаря ЭК), приводят к появлению импульсов с меньшей амплитудой (ионизация электронов с L-,M-,N-оболочек неупруго рассеянными квантами). Очевидно, что относительная интенсивность пика полного поглощения и комптоновского распределения будет зависеть от размеров кристалла, от отношения размеров кристалла и ширины пучка  $\gamma$ -квантов (если последняя меньше, чем первый), то есть от условий коллимации. Кривая 1 на рис. 5 получена в случае кристалла бóльшего размера.

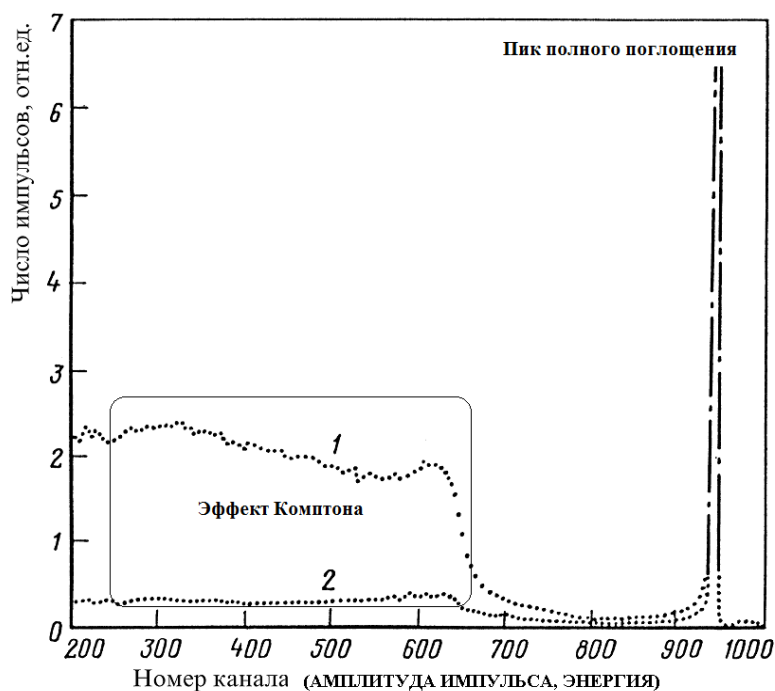


Рисунок 5. Амплитудный спектр на выходе ФЭУ.

Пик полного поглощения несет основную информацию о  $\gamma$ -излучателе и позволяет определить энергию  $\gamma$ -квантов, если спектрометр отградуирован по энергии. То есть найдено положение пиков полного поглощения для ряда излучателей с известной энергией и построен график зависимости  $\Delta V(E_\gamma)$ , где  $\Delta V$  – амплитуда импульса. Большим достоинством сцинтилляторов является линейность этой зависимости.

Шириной пика полного поглощения определяется точность измерения энергии и детальность расшифровки энергетической структуры ядер (рис. 1,3). Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора обусловлено следующими факторами: статистический разброс числа электронов, испускаемых с фотокатода; неоднородность

сцинтиллятора; различия в условиях собирания света от вспышек в разных частях кристалла; неоднородность фотокатода; краевые эффекты.

## 5. Схема экспериментальной установки

Основные узлы экспериментальной установки показаны на рис. 6.

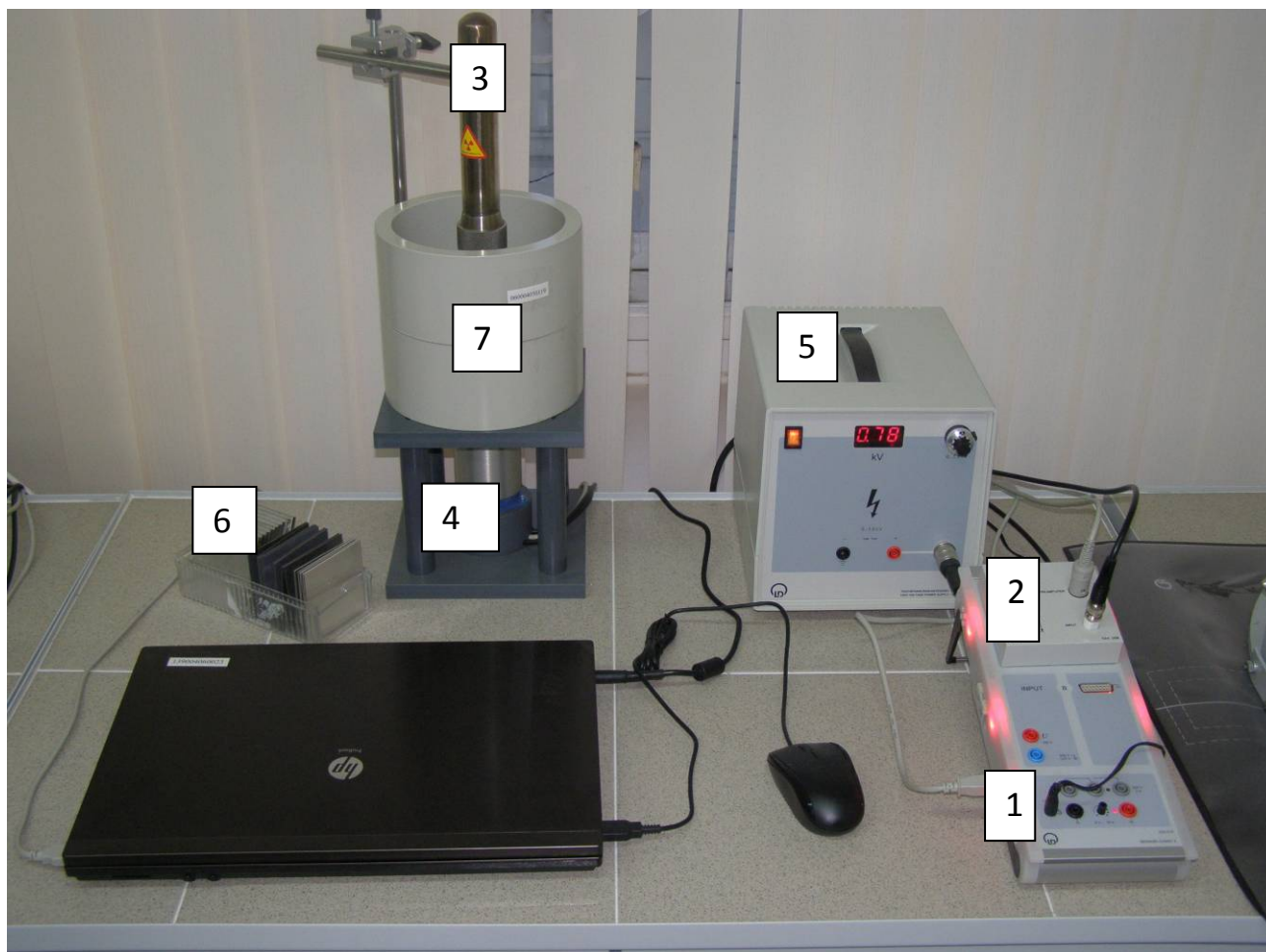


Рисунок 6. Схема экспериментальной установки: 1- узел сбора данных; 2 - многоканальный анализатор; 3 – радиоактивный источник; 4 – сцинтилляционный детектор; 5 – высоковольтный источник питания, 6 — набор пластин, 7 — свинцовая защита.

В работе используется универсальный узел 1 сбора данных CassyLab 2 с модулем 2 многоканального анализатора МСА и соответствующее программное обеспечение. Радиоактивный источник 3 (триплет Cs-137+Am-241+Sr-90) установлен над сцинтилляционным детектором 4, находящимся в свинцовой защите 7. Сцинтилляционный счетчик подсоединен к входу узла 1 сбора данных CassyLab2 (рис. 6). Напряжение на детекторе регулируется высоковольтным источником питания 5. Для отображения и

обработки данных используется ноутбук со специализированным программным обеспечением. Для выполнения работы по изучению поглощения гамма-излучения имеется набор свинцовых пластин 6.

При работе со сцинтилляционным счетчиком и радиоактивным образцом будьте осторожны.

## 6. Порядок выполнения работы

Перед началом работы убедитесь в наличии всех необходимых узлов установки и соединений между ними в соответствии с предыдущим разделом.

Проведение эксперимента:

1. Включите ноутбук, питание узла CassyLab2, высоковольтный источник питания (ВИП).
2. Установите напряжение на ВИП (5) многооборотным потенциометром равное 800 В.
3. Запустите программу CassyLab2 (рис. 7).
4. В появившемся окне Cassy кликните мышкой по узлу MCA box.
5. Нажмите кнопку Close в окне Cassy.
6. Выведите на экран  $N_A$  через соответствующий пункт в меню.
7. В колонке справа Events  $N_A$  найдите строку Meas. time и установите время измерения 200 с.
8. Выполните измерения. Для этого нажмите клавишу F9 или соответствующий пункт в меню Measuring time.

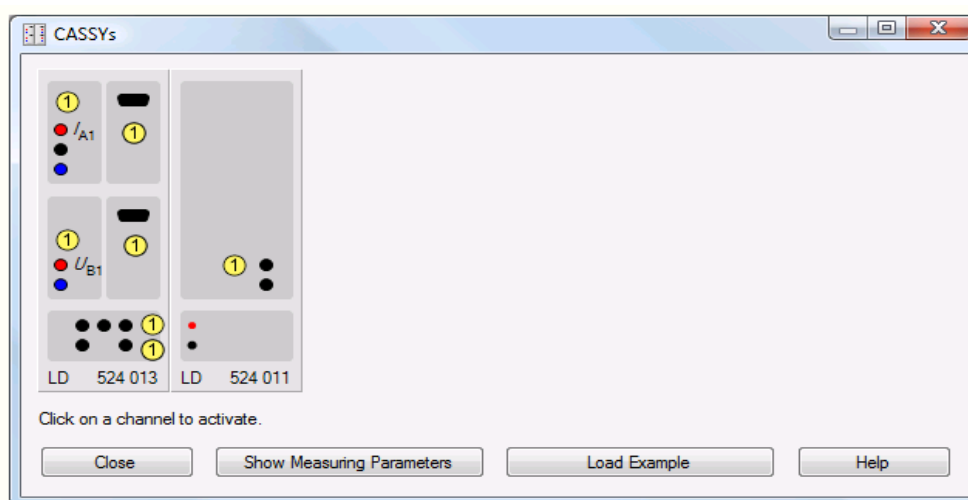


Рисунок 7. Рабочее окно CassyLab2

9. Сохраните калибровочный спектр в формате \*labx.
10. Нажатием правой кнопки мыши вызовите меню действий над спектром. Выберите Fit Function → Gaussian of equal Width. Затем, зажав левую кнопку мыши, выделите спектральную линию, соответствующую Cs-137.
11. Прочитайте результат обработки в строке внизу окна CassyLab2 (центр тяжести -  $\mu$ , ширина линии -  $\sigma$ ).
12. В окне Settings произведите калибровку по энергии оси OX амплитудного спектра:
  - а) выберите в дереве Settings пункт Cassys → Input  $A_1$  → Channel  $n_A$ .
  - б) в Group Box с именем Energy Calibration установите галочку у строки Global for all channels и введите две калибровочные точки в соответствующие окна: 1-ая – канал 0, энергия 0; 2-ая - канал  $\mu$ , энергия – выберите из выпадающего окна линию Cs-137.
  - в) выберите в дереве Settings пункт Cassys → Display → Standart →  $N_A(n_A)$  после чего переобозначьте ось OX:  $E_A$  вместо  $n_A$ . Спектр на дисплее должен перерисоваться в энергетической шкале.
13. Сохраните калибровочный спектр нажатием клавиши F2 или через главное меню программы, нажав File > Save. Выполните регистрацию спектра и сохраните его для последующей обработки в формате «\Рабочий стол\Номер группы\Фамилия\_И.О.». При отсутствии на рабочем столе папки с номером вашей группы создайте её.
14. Выведите на экран  $N_A$  (через соответствующий пункт в меню).
15. Поместите первую свинцовую пластину (толщина 1 мм) между источником и детектором.
16. Выполните измерение (см. пункт 7).
17. Сохраните полученный спектр и значение  $N_A$ .
18. Добавляя к первой пластине по одному другие пластины (всего 10 пластин), проделайте пункты 14-17.

## 7. Анализ и представление результатов

Обработайте полученные спектры средствами CASSY Lab 2, обосновав выбор формы спектральной линии.

Проанализируйте полученные спектры. Оцените влияние времени набора спектра на его качество, как сильно меняется положение калибровочной линии.

Определите цену деления канала спектрометра в кэВ.

Оцените энергетическое разрешение спектрометра (см. п. 4.1, рис. 3).



По значениям  $N_A$  (со свинцовыми пластинами) постройте график зависимости  $N_A$  от толщины пластин.

По построенному графику определите величину коэффициента ослабления  $\mu$ . Для этого по графику найдите  $d_{1/2}$  половинного ослабления  $N(d_{1/2}) = 0.5N(0)$ , где  $N(0)$  измерено без пластин. Вычислите  $\mu$  по формуле  $\mu = \ln 2 / d_{1/2}$ , или на графике  $\ln N$  от  $d_{1/2}$  найдите  $\mu$  как тангенс угла наклона прямой  $\ln N = -\mu d$ . По рис. 2 определите энергию гамма-квантов.

Сохраните результаты измерений в файлы-рисунки сделав скриншоты экрана. Полученные изображения сохраните на свой внешний носитель и используйте в оформлении результатов работы.

Представьте результаты в произвольной печатной форме, с включением всех описанных выше оценок и графиков.

## 8. Вопросы для самоподготовки

1. Что такое гамма-излучение? Источники  $\gamma$ -квантов.
2. Почему радиоактивный распад практически всегда сопровождается гамма-излучением?
3. Физические свойства фотонов.
4. Оцените время жизни  $\tau = w^{-1}$  первого возбужденного состояния ( $E = 0,66$  МэВ,  $I^P = 11/2$ ) ядра  $\text{Ba}^{137}$  – продукта распада  $\text{Cs}^{137}$ . Характеристика основного состояния  $I^P = 3/2^+$ . Считать  $C_L = 1$ .
5. Что такое конверсионный и радиационный переходы?
6. Определите спин и четность уровня 2,341 МэВ ядра  $\text{Xe}^{130}$  (рис. 1).
7. Закон Ламберта.
8. Особенности взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом.
9. Эффекты, описывающие поглощение гамма-излучения.
10. Эффекты, описывающие рассеяние гамма-излучения.
11. Коэффициент поглощения гамма-квантов.
12. Коэффициент передачи энергии.
13. Основные характеристики счетчиков ионизирующего излучения.
14. Устройство сцинтилляционного детектора.
15. Характеристики сцинтилляторов.
16. Принцип работы фотоэлектронного умножителя.
17. Характеристики ФЭУ.

## Литература

1. Введение в физику ядра и частиц [Текст] / И.М.Капитонов // М.: УРСС. – 2004. – 383 с.
2. Введение в ядерную физику [Текст] / К.Н. Мухин // М.: Атомиздат. – 1965. – 613 с.
3. Основы ядерной физики [Текст] / П.Е. Колпаков // М.: Просвещение. – 1969. – 287 с.
4. Широков, Ю.М. Ядерная физика [Текст] / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин // М.: Наука. – 1980. – 783 с.
5. Ишханов, Б.С. Модели атомных ядер [Текст]/ Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Н. Орлин // М.: МГУ. – 1997. – 264 с.

# РЕЦЕНЗИЯ

на учебно-методическое пособие

Храмова А.С., Бикчантаева М.М., Хрипунова Д.М.

«Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтилляционные детекторы»

Рецензируемое учебно-методическое пособие «Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтилляционные детекторы» разработано авторами в рамках общефизического лабораторного практикума к лекционным курсам «Ядерная физика», «Физика ядра и частиц», «Атомная и ядерная физика», читаемых на втором и третьем году обучения студентов.

Пособие начинается с обзорной части, в которой обсуждаются основные физические свойства гамма-излучения. Затем следует часть с описанием экспериментальной лабораторной установки, в которой показаны основные узлы и их назначение. Далее приводится описание порядка выполнения работы, даются рекомендации по анализу и представлению экспериментальных результатов.

В пособии последовательно изложен материал, необходимый для понимания и применения регистрации гамма-спектров в решении практических задач. Подробно рассматриваются многие явления и эффекты, необходимые как для работы с оборудованием, так и для анализа результатов.

Практическая часть задания дает наглядное представление о физических процессах, происходящих при регистрации гамма-квантов сцинтилляционным детектором, содержит все необходимые элементы для получения навыков работы на экспериментальном оборудовании, в том числе на современной спектроскопической установке.

Рецензируемое пособие представляет несомненный интерес для преподавателей и студентов, сталкивающихся со спектроскопией ионизирующих излучений в учебной работе.

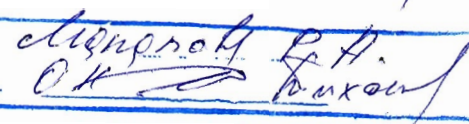
Считаю, что учебно-методическое пособие Храмова А.С., Бикчантаева М.М., Хрипунова Д.М. «Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтилляционные детекторы» может быть рекомендовано в качестве учебно-методического пособия для студентов.

Ст. н. с. КИББ КазНЦ РАН,  
зав. каб. радиоизотопных методов,  
канд. физ.-мат. н.



Манапов Р.А.



Под  
Зав. 

**ВЫПИСКА ИЗ ПРОТОКОЛА № 3**

от 27 февраля 2014

заседания Учебно-методической комиссии Института физики КФУ

ПРИСУТСТВОВАЛИ: проф. Таюрский Д.А. (председатель комиссии), доц. Шерстюков О.Н. (зам. председателя комиссии), Хуснутдинов Н.Р., Ильясов К.А., Воронина Е.В., Тюрин В.А., Корчагин П.А., Дуглав А.В., Мокшин А.В., Гарнаева Г.И., Шиманская Н.Н., Соколова М.Г.

СЛУШАЛИ: рекомендацию в печать учебно-методического пособия «Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтиляционные детекторы» (авторы: Храмов А.С., Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М.)

ПОСТАНОВИЛИ: на основании положительной рецензии к.ф.-м.н., с.н.с. КИББ КазНЦ РАН Манапова Р.А. рекомендовать вышеуказанное пособие к опубликованию в электронном виде на сайте Института физики.

Председатель Учебно-методической комиссии  
Института физики, профессор



Таюрский Д.А.