

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: регистрация естественной
радиоактивности (на примере K^{40})**

(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: регистрация естественной радиоактивности (на примере K^{40}). Учебно-методическое пособие для студентов Института физики / А.С.Храмов, М.М. Бикчантаев, Д.М. Хрипунов // Казань: К(П)ФУ, 2014. - 29 с.: ил. 9

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	
Введение	4
1. Гамма-излучение	4
1.1. Природа и физические свойства гамма-излучения	4
1.2. Ядерное гамма-излучение.....	6
2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом	8
2.1. Поглощение гамма-квантов.....	9
2.1.1. Фотозффект (ФЭ).....	9
2.1.2. Рождение электронно-позитронных пар (РЭПП).....	10
2.2. Рассеяние гамма-квантов	10
3. Коэффициент поглощения гамма-квантов. Коэффициент передачи (поглощения) энергии	11
4. Спектрометрия гамма излучения	12
4.1. Характеристики детекторов, применяемых для спектрометрии гамма-излучения	12
4.2. Регистрирующие устройства и их характеристики	14
4.3. Анализ амплитудных распределений	15
4.4. Амплитудный спектр монохроматического гамма-излучения.	17
5. Сцинтилляционный детектор	19
5.1. Сцинтиллятор	20
5.2. Фотозлектронный умножитель.....	21
5.3. Сцинтилляционный счетчик.....	23
6. Схема экспериментальной установки	23
7. Порядок выполнения работы	24
8. Анализ и представление результатов	26
9. Вопросы для самоподготовки	28
Литература	29

Введение

Цель настоящей работы - знакомство с основами амплитудного анализа импульсов, закономерностями взаимодействия с веществом гамма-излучения. Практическая часть работы включает знакомство с техникой и методикой спектроскопии гамма-квантов на примере регистрации спектра препарата, содержащего ^{40}K , изучение влияния режима работы сцинтилляционного детектора на форму амплитудного спектра, выбор оптимальных параметров работы гамма-спектрометра.

1. Гамма-излучение

1.1. Природа и физические свойства гамма-излучения

Гамма-излучение – электромагнитное излучение, которое сопровождает переход ядер из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Общепринято, что диапазон энергий γ -квантов начинается с энергий (E_γ) порядка 10^3 эВ ($\lambda < 10^{-9}$ м). Гамма-излучением называют также тормозное излучение быстрых заряженных частиц; электромагнитное излучение, возникающее при распадах элементарных частиц и при аннигиляции; электромагнитное излучение космических лучей. Такое излучение часто имеет название, указывающее на причину его возникновения: тормозное, аннигиляционное, синхротронное излучения.

Верхняя граница энергий гамма-квантов, излучаемых ядрами - порядка 10^7 эВ ($\lambda \sim 10^{-13}$ м). Гамма-излучение другого происхождения (ускорители, распады элементарных частиц, космическое излучение) может содержать кванты больших энергий.

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

Гамма-квант имеет нулевую массу покоя и движется со скоростью света, при взаимодействии с веществом происходит его поглощение или рассеяние. Изменение энергии кванта в единичном акте рассеяния имеет случайный характер и может принимать значения не более энергии самого кванта.

Спин кванта $S = 1$ (фотон – бозе-частица), внутренняя четность $P_{int} = -1$.

Фотон участвует только в электромагнитном взаимодействии. Поскольку электрический заряд кванта равен нулю, эффективное сечение взаимодействия фотона много меньше сечения взаимодействия заряженных частиц. Этим объясняется большая проникающая способность гамма-излучения.

Высокая энергия γ -квантов обуславливает проявление ими преимущественно корпускулярных свойств электромагнитного излучения. При $E_\gamma < 1$ МэВ волновые свойства 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.

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

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

Здесь \mathbf{L} – орбитальный момент количества движения фотона, $|\mathbf{L}| = \{L(L + 1)\}^{1/2}$. Полный момент \mathbf{J} фотона определяется согласно правилу сложения моментов конечного (\mathbf{I}_f) и начального (\mathbf{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): $L = J + 1, J, J - 1$.

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

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 – польным (EJ) излучением*, а излучение с характеристиками 2^J и $P = (-1)^{J+1}$ – *магнитным 2^J – польным (MJ) излучением*. Излучения с $J = 1, 2, 3, 4$ называют дипольным, квадрупольным, октупольным, гексадекапольным, соответственно.

Свойства излучений EJ и MJ аналогичны свойствам излучений макроскопических распределений заряда и токов, например, диполя Герца (EI), рамки с током (MI), антенных устройств различного типа. 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. Применительно к излучению атомов и ядер единственной величиной, характеризующей ориентацию частицы, является ее момент

(для ядра – спин), поэтому угловое распределение и поляризацию гамма-излучения возможно наблюдать, если механические моменты излучающих частиц будут ориентированы в одном направлении (излучатель поляризован) сильным магнитным полем, или как-то фиксировано направление момента излучающей частицы.

1.2. Ядерное гамма-излучение

При радиоактивном распаде дочернее ядро может оказаться в одном из возбужденных состояний (рис. 1,2). 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 (*конверсионный переход*), который покидает атом с энергией:

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

где ΔE – энергия перехода ядра, E_i – энергия ионизации электрона. Этот процесс называется *внутренней конверсией*. Отношение вероятностей конверсионного и радиационного переходов называют *коэффициентом внутренней конверсии* α . Диапазон значений коэффициента внутренней конверсии: $0 < \alpha < \infty$.

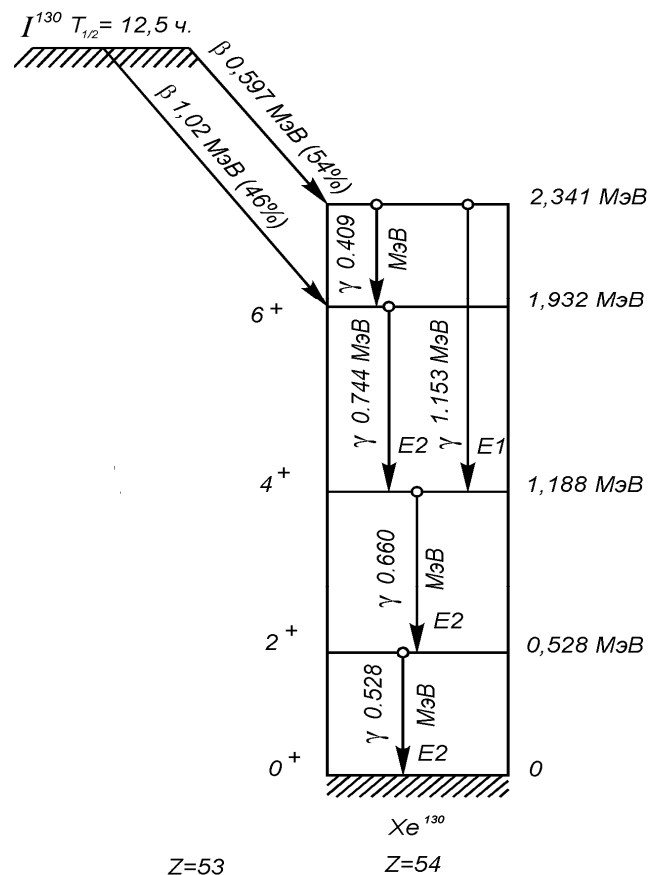


Рисунок 1. Схема распада ядра I^{130} .

В случае радиационного перехода энергия гамма-кванта с высокой степенью точности равна ΔE – разности энергий начального и конечного состояний ядра (энергии перехода).

В большинстве случаев время жизни возбужденных состояний ядер составляет $10^{-8} \div 10^{-15}$ 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 -ого и f -ого), 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:

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

Следовательно, если $I_i, I_f \neq 0$, то возможны переходы с различной мультипольностью. 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 испускание двух гамма-квантов с суммарной энергией равной энергии перехода.

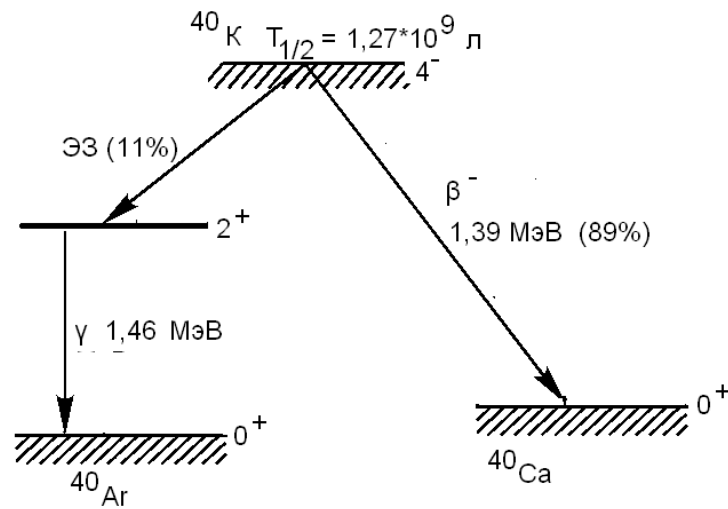


Рисунок 2. Схемы распада ядра ^{40}K .

Вероятность радиационного перехода между уровнями f и i выражается формулами:

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

б) MJ -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, C_J – коэффициент, слабо зависящий от J . В рассматриваемом диапазоне энергий 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 одной и той же мультипольностью составляет $w(MJ)/w(EJ) = 10^{-3} - 10^{-2}$. Таким образом, 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 Sn^{119} (нижележащие состояния имеют характеристики $E = 24$ кэВ, $I^P = 3/2^+$; $E = 0$, $I^P = 1/2^+$) равно 400 дней. Долгоживущие состояния ядер называются *изомерными состояниями*. Формулы (4,5) получены в предположении, что излучение фотона происходит в результате перехода одного протона из одного энергетического состояния в другое. В действительности, 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 α зависят от плотности электронного облака атома внутри ядра и возрастают с ростом Z . Значение α 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, что приводит 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 μ – линейный коэффициент поглощения, d – толщина слоя вещества. Коэффициент μ зависит от длины волны и плотности поглощающего материала. Чтобы μ не зависело от физического состояния вещества, вводят массовый коэффициент поглощения $\mu_\rho = \mu/\rho$ (ρ – плотность вещества).

Взаимодействие гамма-квантов с электронами и ядрами можно рассматривать как индивидуальные взаимодействия между квантом и частицей. Такой подход обусловлен 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. Поглощение гамма-квантов

Поглощение фотона свободной частицей, без изменения энергии покоя последней, то есть 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 -ой оболочки) фотоэлектрон покидает атом с кинетической энергией

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

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. 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 обусловлена ростом энергии связи электрона при увеличении заряда ядра.

Выбитые из атома фотоэлектроны имеют энергию, равную (7), причем, обычно $E_e < E_i$, где $\langle E_i \rangle = 13,6 Z$ эВ – среднее значение энергии ионизации атома вещества. Кинетическая энергия, приобретаемая атомом, ничтожно мала по сравнению 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:

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

где E_e^- , E_e^+ и E_Z – кинетические энергии электрона, позитрона и ядра, ($E_Z \cong 0$), 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 малую вероятность. Электрон пары испытывает 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 (редко – трех гамма-квантов).

Эффективное сечение РЭПП 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. Рассеяние гамма-квантов

В отличие от поглощения, рассеяние фотонов может происходить на свободных частицах. Согласно классической теории Томсона рассеяния 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. При рассеянии Томсона 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 фотонов и учитывает обмен взаимодействующих частиц энергиями и импульсами. При этом длина волны рассеянного излучения будет отличаться от длины волны падающего излучения. Если рассеивающие частицы не изменяют своего внутреннего состояния и их можно считать свободными, то изменение энергии (длины волны) фотона описывается выражениями (*эффект Комптона*):

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

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

где $A = hc/M$ – комптоновская длина волны заряженной частицы, M – масса частицы. Легко убедиться, что Λ_e больше комптоновской длины нуклонов и ядер на три и более порядка. Таким образом, для гамма-излучения с энергией несколько 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-Гамма-Нишины. Однако, при $\varepsilon \gg 1$ выражение упрощается и эффективное сечение эффекта Комптона в расчете на один атом пропорционально отношению Z / E_γ :

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

Кроме перечисленных 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 интенсивности излучения (6) предполагается, что любой вид взаимодействия приводит к удалению кванта из пучка и коэффициент поглощения μ равен сумме парциальных коэффициентов ослабления:

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

Для атомов одного элемента, $\mu_i(E_\gamma) = \sigma_i(E_\gamma)N$, где $\sigma_i(E_\gamma)$ – эффективное сечение взаимодействия i -ого типа (ФЭ, ЭК, РЭПП), N – число атомов в единице объема вещества,

если μ_i – линейный коэффициент ослабления или в единице массы для массового коэффициента ослабления $\mu_{\rho i}$.

При расчете 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 РЭП, часть энергии переносится гамма-квантами аннигиляции. При вычислениях энергии переданной среде применяется параметр, называемый коэффициентом передачи (поглощения) энергии μ_{tr} , входящая в виде слагаемого в полный коэффициент ослабления:

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

где μ_s - слагаемое, характеризующее рассеянное фотонное излучение.

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

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

4. Спектрометрия гамма излучения

4.1. Характеристики детекторов, применяемых для спектрометрии гамма-излучения

Детектором называют устройство, позволяющее преобразовать энергию ионизирующего излучения в электрический импульс. Несмотря на многообразие типов детекторов, можно выделить основные характеристики, определяющие применимость счетчика в каждом конкретном случае.

а) *Эффективность* η – величина, показывающая, какая доля частиц, попавших в рабочий объем детектора, будет зарегистрирована:

$$\eta = N/N_0, \quad (18)$$

где N – число зарегистрированных частиц, N_0 – число частиц, попавших в чувствительную область детектора.

б) *Временное разрешение*, или *разрешающее время* τ - наименьший промежуток времени между попаданиями двух частиц, при котором могут быть зарегистрированы обе частицы отдельно. Величина τ характеризует быстродействие регистрирующего прибора и определяется, в основном, длительностью процессов, происходящих в детекторе после пролета частицы и быстродействием электронной аппаратуры.

в) *Энергетическое разрешение*. Величина импульсов у датчиков некоторых типов почти линейно зависит от ионизирующей способности частицы (величины заряда, созданного ею в рабочем объеме детектора), что позволяет использовать их для измерения энергии излучения. Ввиду статистических флуктуаций числа актов возбуждения и ионизации атомов, импульсы от частиц с одинаковой энергией будут иметь некоторый разброс амплитуд. Разброс импульса от частиц с одинаковой энергией может также обуславливаться неоднородностью рабочего вещества датчика, шумами и дрейфами в электронной аппаратуре. Характеристикой энергетического разрешения является отношение ширины пика амплитудного распределения импульсов на половине его высоты ΔE к величине E_0 , характеризующей положение «центра тяжести» пика, то есть $\Delta E/E_0$.

Эффективность регистрации гамма-квантов (18) определяется, в основном, долей фотонов, испытавших взаимодействие с рабочим веществом детектора, то есть величиной $[1 - \exp(-\mu h)]$. Отсюда следует, что при ограниченных размерах детектора величина μ должна быть достаточно большой. Этим определяется выбор типа детектора.

Газоразрядные детекторы пригодны для регистрации гамма-излучения низких энергий $E_\gamma < 100$ кэВ, поскольку велико эффективное сечение фотопоглощения. В качестве рабочего вещества применяются тяжелые инертные газы – криптон или ксенон.

Сцинтилляционные детекторы на основе иодидов щелочных металлов (NaI, CsI), имеющие высокую плотность рабочего вещества и большую величину Z , являются основными приборами при решении прикладных (дозиметрических) задач. Эффективность регистрации гамма-квантов составляет десятки процентов.

Полупроводниковые детекторы с приемлемой эффективностью должны иметь большие размеры. Необходимость высочайшей степени очистки и сложность технологии изготовления делают их дорогостоящими.

Энергетическое разрешение является важнейшей характеристикой детектора в спектрометрии излучения любого вида. Сцинтилляционные детекторы имеют энергетическое разрешение не лучше 7%. Высоким энергетическим разрешением (до 0,1%) характеризуются газоразрядные и полупроводниковые детекторы. Последние становятся основным типом приборов в спектрометрии ионизирующего излучения.

4.2. Регистрирующие устройства и их характеристики

Регистрируемые при помощи детекторов события имеют статистический характер, поэтому в ядерной физике при различных измерениях для уменьшения ошибки производят подсчет большого числа событий. В простейших измерениях подсчитывают все импульсы, возникающие на нагрузке детектора; в более сложных спектрометрических исследованиях определяют число импульсов, имеющих определенную амплитуду, либо возникающих в заданные интервалы времени и т.п.

В экспериментальной ядерной физике чаще всего определяют абсолютное число событий. В этом случае легко вычитать фон и обрабатывать результаты на ПК. Для измерения числа событий применяют электронную регистрирующую аппаратуру – счетчики и запоминающие устройства. С электронных счетчиков информация передается на ПК для хранения и обработки. Запоминающие устройства обычно используют в сложных многоканальных спектрометрических приборах – анализаторах; они могут работать в качестве многоканальных счетчиков-регистраторов или как накопители.

В дозиметрических приборах, а также в промышленных установках – на реакторах, в геолого- и нефтеразведке часто необходимо измерять скорость счета, то есть определять среднее число событий в единицу времени. Для этой цели применяют измерители скорости счета – *интенсиметры*.

На регистрирующие устройства информация поступает в виде электрических импульсов или кодов определенных параметров событий. Исследуемые события распределены во времени статистически, поэтому импульсы или коды поступают на регистрирующие устройства по случайному закону.

Регистрирующему устройству необходимо некоторое время τ , чтобы зарегистрировать событие и “подготовиться” к приему нового, поэтому всегда есть вероятность того, что часть событий будет потеряна. В этом можно убедиться, анализируя закон распределения интервалов между статистически распределенными импульсами. Время τ называют разрешающим временем или *мертвым временем*; оно определяется как минимальный интервал времени, после которого возможна регистрация нового импульса. Время разрешения определяет, какая доля информации может быть потеряна. Мертвое время может иметь разную величину для одного и того же счетчика, например, в зависимости от загрузки, поэтому его следует рассчитывать для конкретных условий эксперимента.

4.3. Анализ амплитудных распределений

Методы амплитудного анализа импульсов широко применяют в экспериментальной ядерной физике, а также во многих прикладных задачах. Это связано с тем, что сигналы детекторов излучений несут информацию об энергии зарегистрированной частицы, так как у некоторых детекторов амплитуда импульса пропорциональна энергии. Поэтому, исследуя распределение амплитуд импульсов, можно получить информацию об энергетическом спектре излучения.

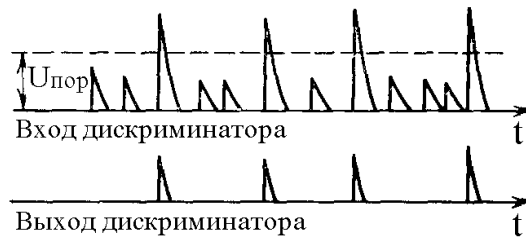


Рисунок 3. Интегральная дискриминация импульсов по амплитуде.

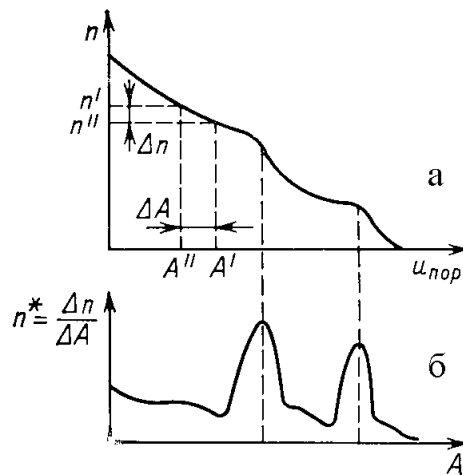


Рисунок 4. Амплитудные спектры: интегральный (а) и дифференциальный (б).

Простейший метод амплитудного анализа основан на отделении (дискриминации) импульсов, соответствующих исследуемому излучению, от сигналов меньших амплитуд, например, от шумов или импульсов излучения меньшей энергии. Для этого применяют *интегральные амплитудные дискриминаторы*, которые регистрируют импульс на выходе, если амплитуда входного сигнала превышает некоторую определенную величину – *порог*

дискриминации $U_{пор}$ (рис. 3). Порог дискриминации изменяется в широких пределах и тем самым отделяются для последующей регистрации импульсы определенных амплитуд.

С помощью дискриминатора измеряют амплитудное распределение сигналов. Для этого счет импульсов ведется на выходе дискриминатора при разных порогах дискриминации в течение одинаковых интервалов времени. Получаемая при этом кривая $n = f(U_{пор})$ (рис. 4а) называется *интегральным амплитудным спектром*.

В большинстве случаев удобнее пользоваться *дифференциальным амплитудным спектром* $n = f(A)$ (рис. 4б), который показывает, сколько имеется импульсов в интервале амплитуд $A \div A + \Delta A$. Дифференциальный спектр можно получить из интегрального, дифференцируя последний. Подобный метод получения дифференциального спектра связан с трудоемкими расчетами и требует измерения интегрального спектра с большой статистической точностью, поэтому этот метод применяют редко.

Для непосредственного получения дифференциального амплитудного спектра существуют специальные устройства – одноканальные или многоканальные *дифференциальные амплитудные анализаторы*.

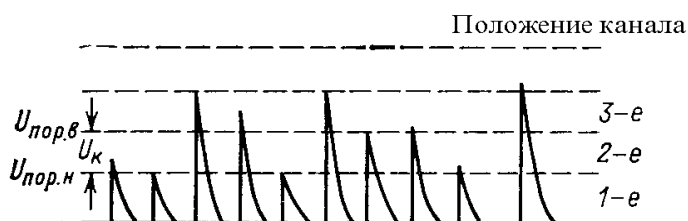


Рисунок 5. Измерение дифференциального амплитудного спектра.

Одноканальный амплитудный анализатор регистрирует все импульсы, амплитуды которых превышают некоторый нижний порог $U_{пор.н}$ и не достигают верхнего порога $U_{пор.в}$ (рис. 5). Разность $U_{пор.в} - U_{пор.н} = U_k$ называют шириной канала амплитудного анализатора. При снятии дифференциального спектра ширину канала U_k сохраняют постоянной, меняя только его положение. Так первое измерение ведут при $U_{пор.н} = 0$; второе – при $U_{пор.н} = U_k$; третье – при $U_{пор.н} = 2U_k$, и так далее до $U_{пор.н} = NU_k$. Все измерения проводят в течение одинаковых интервалов времени; если временные интервалы неодинаковы, результаты необходимо нормировать. Число отсчетов в каждой точке спектра выбирают таким, чтобы относительное статистическое отклонение \sqrt{n} / n не превышало заданного значения.

В многоканальных анализаторах для повышения эффективности измерений регистрация в данный момент времени возможна в любом из N каналов с шириной U_k .

В амплитудных анализаторах, рассчитанных на большое число каналов (порядка нескольких тысяч), как правило, используют косвенный метод измерения амплитуды, основанный на преобразовании амплитуды импульса в интервал времени ($A \rightarrow t$) с последующим измерением этого интервала. Кодирование интервалов может быть выполнено с большой точностью. Для этого применяют схемы, аналогичные временным анализаторам. Интервал заполняют импульсами стабильной частоты, число которых определяется длительностью интервала, то есть амплитудой импульса. Полученное число импульсов определяет номер канала анализатора, в который добавится единица. Таким образом, в процессе такого амплитудного анализа в каналах анализатора будет происходить накопление дифференциального амплитудного спектра.

4.4. Амплитудный спектр монохроматического гамма-излучения.

Отклик A (амплитуда импульса) ионизационного детектора любого типа пропорционален числу ионных (электронно-дырочных) пар $N_{пар}$, образованных частицей в рабочем веществе, которое, в свою очередь, пропорционально кинетической энергии фото-, комптоновских электронов и электронно-позитронных пар, образовавшихся при взаимодействии кванта с веществом детектора. Следовательно, $A \sim E_e$.

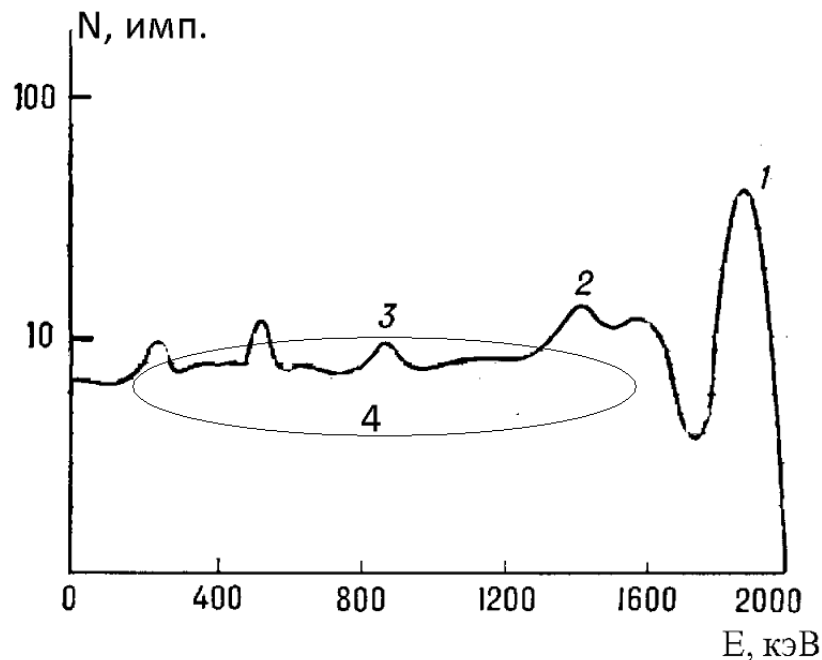


Рисунок 6. Амплитудный спектр импульсов от сцинтилляционного детектора, облучаемого гамма-квантами с энергией 1,92 МэВ.

Рассмотрим процесс формирования отклика при регистрации гамма-излучения с определенной энергией, предполагая различные механизмы их взаимодействия с рабочим веществом детектора. На рис. 6 представлено распределение числа отсчетов спектрометра со сцинтилляционным детектором по амплитудам импульсов (величине отклика), возникающих под действием гамма-квантов с энергией 1920 кэВ. Амплитуда импульсов выражена через энергию создающих их электронов. Зависимость такого вида называется *амплитудным спектром импульсов*.

Оценим спектр амплитуд откликов, образованных в процессе фотоэффекта. Гамма-квант создает фотоэлектрон с энергией, зависящей от того, на каком атоме (Na или J в случае сцинтиллятора NaJ) и на какой оболочке (K, L и т.д.) этого атома поглощен фотон. Таким образом, можно ожидать появления сложного спектра откликов различной интенсивности. Однако в течение времени, меньшего, чем длительность формирования отклика, произойдет переход ионизированного атома в основное состояние с испусканием каскада квантов характеристического рентгеновского излучения и оже-электронов, суммарная энергия которых равна энергии ионизации соответствующей оболочки. Вероятность фотопоглощения этих квантов в рабочем веществе близка к единице. В результате, вне зависимости от того, на какой оболочке был поглощен гамма-квант, суммарная кинетическая энергия электронов оказывается равной E_γ , и величина отклика будет (с точностью до энергетического разрешения) пропорциональна E_γ (пик 1 на рис. 6).

Эффект рождения электронно-позитронных пар может привести к формированию отклика пропорционального одному из трех значений:

- кинетической энергии электронно-позитронной пары $E = E_{эл} + E_{поз}$ (аннигиляционные кванты покидают детектор без взаимодействия) (пик 3 на рис. 6);

- энергии $E_\gamma + m_e c^2$ (один из квантов поглощен в детекторе, другой его покинул) (пик 2 на рис. 6);

- энергии E_γ (поглощены оба кванта) (пик 1 на рис. 6).

Эффекту Комптона соответствует *непрерывный* спектр откликов в соответствии с непрерывным распределением энергии комптоновских электронов (область 4 на рис. 6).

Наконец возможен каскад взаимодействий. То есть, многократное комптоновское рассеяние и фотопоглощение последнего рассеянного кванта создает отклик пропорциональный E_γ (пик 1 на рис. 6).

Пик 1 в спектре амплитуд, соответствующий отклику максимальной величины и равный E_γ , называется *пиком полного поглощения*. Пик полного поглощения несет основную информацию об энергетическом спектре гамма-квантов, остальные в большинстве случаев являются помехой при расшифровке амплитудных спектров

полихроматического гамма-излучения. Относительная интенсивность различных вкладов зависит от энергии гамма-квантов, свойств рабочего вещества и размеров датчика.

5. Сцинтилляционный детектор

Для регистрации гамма-излучения в типовых спектрометрах обычно используются сцинтилляционные счетчики. Это связано с их высокой эффективностью (десятки процентов) и малой зависимостью η от энергии γ -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 атомами среды, приводящих к потерям энергии. Соударения сопровождаются как ионизацией, так и возбуждением молекул или атомов среды. Таким образом, кинетическая энергия частицы переходит в энергию теплового движения. В некоторых веществах, называемых люминесцирующими (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. Современный сцинтилляционный счетчик состоит из сцинтиллятора и ФЭУ, в котором энергия световой вспышки преобразуется в импульсы электрического тока, регистрируемые электронными 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 работу отдельных частей сцинтилляционного счетчика.

5.1. Сцинтиллятор

Сцинтилляторы характеризуются световым выходом, спектром излучения и временем высвечивания.

Световым выходом люминесцирующего вещества называется доля поглощенной 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 ближнего 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:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau_0}. \quad (19)$$

Величина τ_0 – 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 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 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 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 α -частицами – примерно в 10 раз.

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

5.2. Фотоэлектронный умножитель

Фотоэлектронный умножитель схематически изображен на рис. 7. С внутренней стороны прозрачной передней стенки (окна) колбы ФЭУ нанесен полупрозрачный слой вещества с малой работой выхода, служащий фотокатодом (ФК). Электроды $D_1, D_2 \dots D_n$, называемые динодами (эмиттерами), также выполнены из материала с малой работой выхода. Под действием падающих электронов на динодах происходит явление вторичной электронной эмиссии. ФК, диноды и анод А через делитель напряжения из сопротивлений $R_1, R_2 \dots R_n$ присоединяются к источнику высокого напряжения (1-2 кВ). Разность потенциалов между электродами и их форма заставляют электроны проходить последовательно от динода к диноду. Благодаря вторичной электронной эмиссии, поток электронов возрастает на каждом эмиттере, и на аноде число электронов 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.

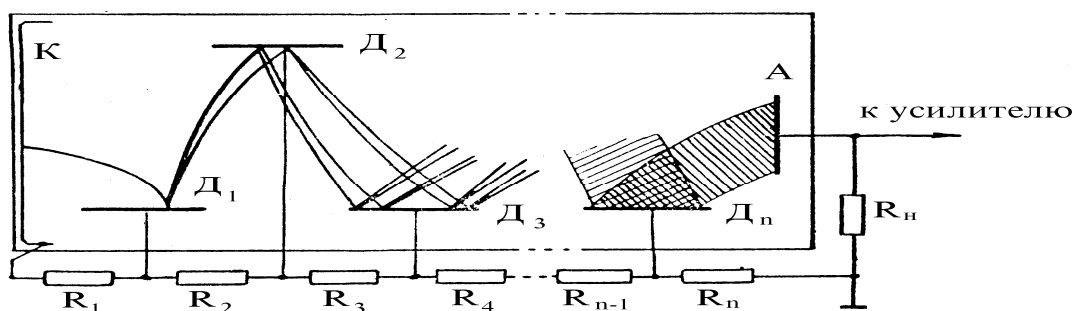


Рисунок 7. Схема фотоэлектронного умножителя.

Основной характеристикой ФЭУ являются *анодная чувствительность* - величина, равная отношению анодного тока к световому потоку, вызвавшему его. Анодная

чувствительность определяется как свойствами ФЭУ, так и внешними условиями его работы, квантовым выходом ФК, коэффициентом вторичной эмиссии динодов и их числом, спектральным составом света, величиной напряжением на 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 на ФК. Толстый слой поглотит достаточно много квантов, однако фотоэлектроны, имеющие малые длины пробега, не смогут покинуть фотокатод. Тонкий ФК, не поглощая фотоэлектронов, будет в то же время плохо поглощать кванты, и квантовый выход опять окажется мал. При оптимальной толщине слоя и в максимуме спектральной чувствительности квантовый выход сурьмяно-цезиевых фотокатодов составляет 20-25%.

Коэффициент вторичной эмиссии δ равен отношению числа вторичных электронов на число первичных. Он 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 δ , равно $K = \delta^n$ и достигает 10^6 - 10^9 при $n = 10$. Зависимость δ 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

$$Z = \zeta N \eta K, \quad (20)$$

где ζ – квантовый выход фотокатода; N – число фотонов, попадающих на ФК; η – коэффициент сбора фотоэлектронов на первый эмиттер.

Важным параметром ФЭУ является *темновой ток*, который на выходе ФЭУ создает шумовые импульсы различной амплитуды и затрудняет использование ФЭУ при измерениях низкоэнергетического излучения. Темновой ток вызывается термоэлектронной эмиссией с фотокатода ФЭУ и его динодов, током утечки, ионной и оптической обратной связью, естественной радиоактивностью и люминесценцией конструктивных материалов ФЭУ. При рабочих напряжениях ~ 100 В на каскад $D_i - D_{i+1}$ 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 с ФК. Образовавшиеся положительные ионы движутся в ускоряющем электрическом поле от анода к фотокатоду и, бомбардируя детали ФЭУ,

вызывают эмиссию вторичных электронов, которые увеличивают темновой ток. Кроме того, электроны в анодной части ФЭУ вызывают люминесценцию стекла колбы; свет достигает ФК и вызывает дополнительную эмиссию фотоэлектронов, так называемое явление обратной связи. Темновой ток может возникать также под действием радиоактивного излучения K^{40} , который содержится в стекле баллона; эти дополнительные импульсы имеют относительно большую амплитуду и определяют нижний предел энергий и интенсивности излучения, которые могут быть зафиксированы сцинтилляционным детектором.

5.3. 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 гамма-квантами возникают из-за взаимодействия вторичных электронов (появляющихся благодаря ФЭ, РЭПП и ЭК) с атомами сцинтиллятора. Интенсивность вспышек будет пропорциональна энергии этих вторичных электронов.

6. Схема экспериментальной установки

Основные узлы экспериментальной установки показаны на рис. 8.

В работе используется универсальный узел 1 сбора данных CassyLab2 с модулем 2 многоканального анализатора МСА и соответствующее программное обеспечение. Калибровочный образец Cs^{137} в сосуде Маринелли 3 устанавливается на сцинтилляционный счетчик 4, который находится в свинцовой защите 7.

Сцинтилляционный счетчик подсоединен к входу узла 1 сбора данных CassyLab2 (рис. 8). Напряжение на детекторе регулируется высоковольтным источником питания 5. Исследуемый образец K(OH), находится в сосуде Маринелли 6. Для отображения и обработки данных используется ноутбук со специализированным программным обеспечением.

При работе со сцинтилляционным счетчиком и радиоактивными образцами будьте осторожны.

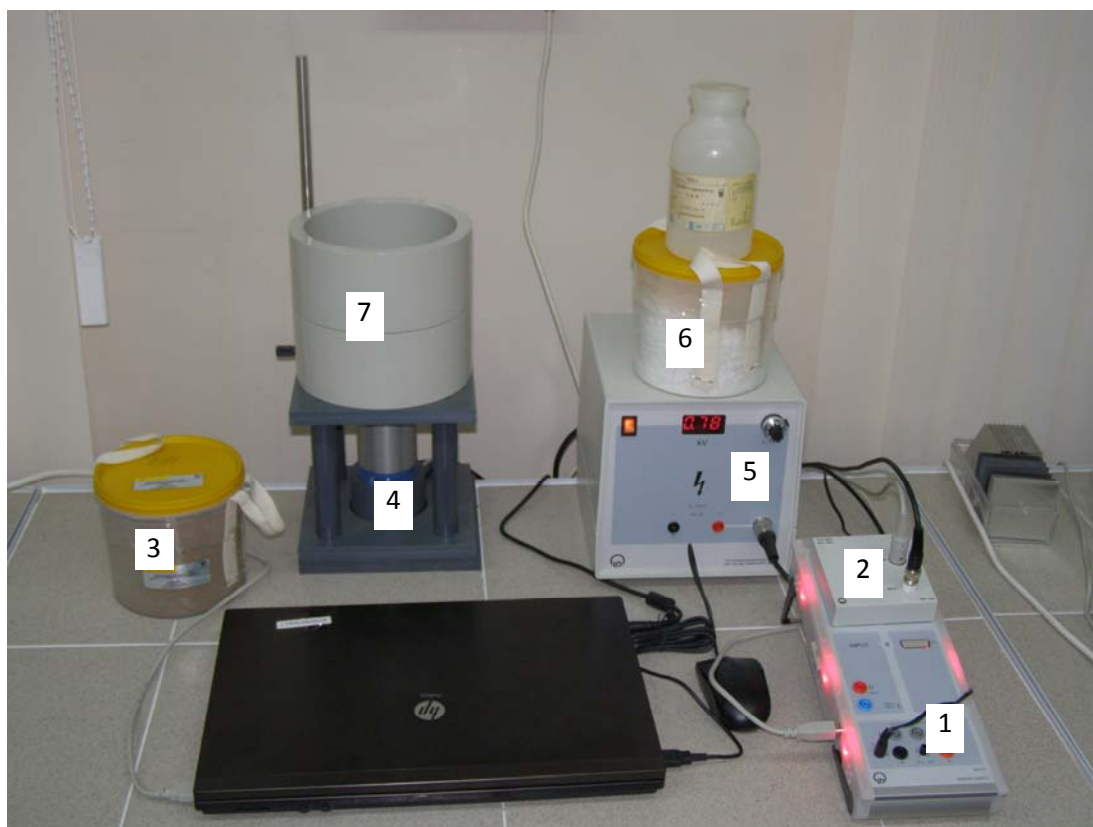


Рисунок 8. Схема экспериментальной установки: 1- узел сбора данных; 2 - многоканальный анализатор; 3 – сосуд Маринелли с Cs^{137} ; 4 – сцинтилляционный детектор; 5 – высоковольтный источник питания, 6 - исследуемый образец K(OH), 7- свинцовая защита.

7. 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. Запустите программу CassyLab2 (рис. 9).
3. В появившемся окне Cassy кликните мышкой по узлу MCA box (2, рис. 9)
4. Установите с помощью многооборотного потенциометра напряжение на ВИП (5, рис. 8) 0,78 кВ.
5. Нажмите кнопку Close в окне Cassy.
6. Поместите калибровочный образец (3, рис. 8) в свинцовую защиту (7, рис.8).
7. Справа в колонке Events N найдите строку Measuring time и установите время измерения 200 с.
8. Выполните измерение. Для этого, нажмите F9 или выберите соответствующий пункт в меню Measuring time.
9. Сохраните спектр в формате *labx.
10. Произведите математическую обработку полученных спектров.
11. Нажатием правой кнопки мыши вызовите меню действий над спектром. Выберите Fit Function → Gaussian of equal Width. Затем, зажав левую кнопку мыши, выделите спектральную линию.
12. Прочитайте результат обработки в строке внизу окна CassyLab2 (центр тяжести - μ , ширина линии - σ).
13. В окне Settings произведите калибровку по энергии оси OX амплитудных спектров:
 - а) выберите в дереве Settings пункт Cassys → Input A₁ → Channel n_A.
 - б) в Group Box с именем Energy Calibration установите галочку у строки Global for all channels и введите два реперных значения в соответствующие окна. Первое значение: канал - 0, энергия - 0; второе: канал - μ , энергия – выберите из выпадающего окна линию Cs¹³⁷.
 - 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.

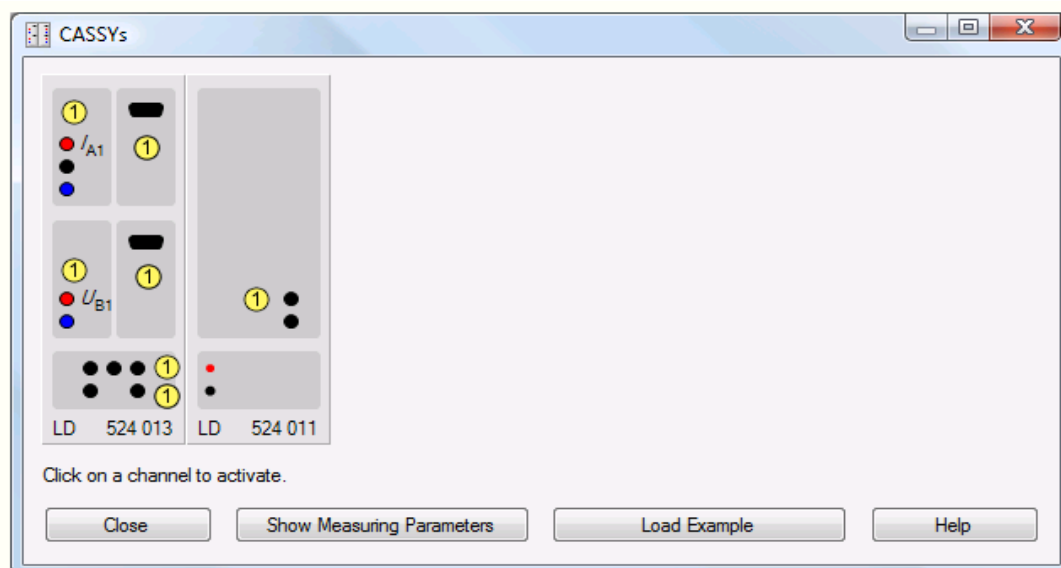


Рисунок 9. Рабочее окно CassyLab2.

14. Сохраните спектры 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.
15. Замените калибровочный образец с Cs^{137} на исследуемый образец K(OH).
16. Установите время измерения 1000 с (см. п. 7).
17. Выполните измерение (см. п. 8).
18. Сохраните спектр (см. п. 14).

8. Анализ и представление результатов

Обработайте полученные спектры средствами CassyLab2, обосновав выбор формы спектральной линии.

Выполните калибровку энергетической шкалы спектрометра.

Определите цену деления канала спектрометра в кэВ.

Исходя из внешнего вида полученных спектров определите энергию гамма-квантов от изотопа K^{40} , содержащегося в K(OH).

Оцените энергетическое разрешение и погрешность спектрометра.

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.

Примечание: Особо любознательные студенты могут провести измерения, описанные в п.п. 14-18 разд.7 и провести анализ (разд. 8) для образцов, которые они сами смогут предложить. Такими образцами может быть любое порошкообразное сыпучее сухое вещество, например, грунт, строительный материал и т.п. Для исследования необходимо примерно 500 г (объем образца около 0,5 л). Что бы подготовить образец, обратитесь за дополнительной консультацией к преподавателю или инженеру.

9. Вопросы для самоподготовки

1. Что такое гамма-излучение? Источники γ -квантов.
2. Почему радиоактивный распад практически всегда сопровождается гамма-излучением?
3. Физические свойства фотонов.
4. Что такое конверсионный и радиационный переходы?
5. Закон Ламберта.
6. Особенности взаимодействия γ -квантов с веществом.
7. Эффекты, описывающие поглощение гамма-излучения.
8. Эффекты, описывающие рассеяние гамма-излучения.
9. Коэффициент поглощения гамма-квантов.
10. Коэффициент передачи энергии.
11. Что такое амплитудный анализ импульсов?
12. Принципы работы интегрального и дифференциального дискриминаторов.
13. Основные характеристики счетчиков ионизирующего излучения.
14. Устройство сцинтилляционного детектора.
15. Характеристики сцинтилляторов.
16. Принцип работы фотоэлектронного умножителя.
17. Характеристики ФЭУ.
18. Что такое пик полного поглощения?

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: регистрация естественной радиоактивности (на примере K^{40})»

Рецензируемое учебно-методическое пособие «Гамма-спектроскопия: регистрация естественной радиоактивности (на примере K^{40})» 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: регистрация естественной радиоактивности (на примере K^{40})» 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.



Подпись
Заведующий
Хрипунова Д.М.

ВЫПИСКА ИЗ ПРОТОКОЛА № 3

от 27 февраля 2014

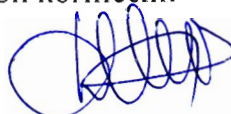
заседания Учебно-методической комиссии Института физики КФУ

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: регистрация естественной радиоактивности (на примере K^{40})» (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.