

Лабораторная работа 6

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР С НЕОРГАНИЧЕСКИМ СЦИНТИЛЛЯТОРОМ

Цель работы: ознакомиться с типичными аппаратными спектрами при регистрации γ -излучения ядер и с методами анализа таких спектров.

СПЕКТРЫ И СПЕКТРОМЕТРЫ

Распределение частиц ионизирующего излучения по энергии называется энергетическим спектром. Спектры ядерных излучений позволяют изучать энергетические уровни ядер, их свойства и переходы между ними, а также решать многочисленные прикладные задачи: исследование элементного и изотопного состава вещества, задачи дозиметрии, радиометрии и защиты от излучений, и многое другое.

Спектры излучений ядер бывают как дискретные (линейчатые), так и непрерывные. Дискретные спектры получаются в результате переходов ядер между отдельными стационарными состояниями и характеризуются дискретным набором значений энергии излучения (отдельных «линий» излучения), который соответствует разностям энергий этих состояний. Непрерывные спектры не имеют отдельных «линий» излучения, хотя также могут получаться при переходах между отдельными состояниями ядер (если в результате перехода испускается более чем одна частица, например, при β -распаде). Непрерывные спектры также могут получаться из линейчатых в результате рассеяния излучения при его прохождении через вещество.

Спектр можно описывать либо интегральной, либо дифференциальной функцией распределения. Интегральная функция распределения $F(E)$ характеризует число частиц с энергией, меньшей, чем E . Дифференциальная функция распределения $\Phi(E)$ определяется как производная по E от интегральной функции $F(E)$

$$\Phi(E) = \frac{d}{dE} F(E) \quad \text{или} \quad F(E) = \int_0^E \Phi(E) dE.$$

Произведение $\Phi(E)dE$ характеризует число частиц с энергией в интервале $(E, E + dE)$.

Для линейчатых спектров можно считать, что функции $\Phi(E)$ являются суммой отдельных δ -функций, а $F(E)$ состоят из «ступенек», отмечающих положения линий спектра.

Функция $\Phi(E)$ обычно нормируется так, чтобы выполнялось какое-либо из приведенных ниже условий:

$$\int_0^{\infty} \Phi(E)dE = 1, \quad \int_0^{\infty} \Phi(E)dE = N, \quad \int_0^{\infty} \Phi(E)dE = N/T,$$

где N – число зарегистрированных частиц; T – время измерения.

Приборы или установки, предназначенные для измерения спектров излучения, называются *спектрометрами*. В зависимости от вида регистрируемого излучения различают α -, β -, γ -спектрометры, спектрометры нейтронов и т. п. Исходя из типа используемого в спектрометре детектора, можно говорить о сцинтилляционных, полупроводниковых спектрометрах и т. д.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтилляционного детектора и аппаратуры, предназначенной для измерения амплитуд импульсов на выходе детектора. Об энергии E зарегистрированной частицы судят по амплитуде V полученного сигнала (электрического импульса). Для правильной интерпретации результатов измерений необходимо ясно представлять связь между величинами E и V . Преобразование E в V удобно представить в виде двухэтапного процесса:

$$E \rightarrow \varepsilon \rightarrow V.$$

На первом этапе происходит передача энергии ε от частицы с энергией E рабочему веществу детектора. Этот этап полностью определяется законами взаимодействия излучения с веществом. Из этих законов следует, что не всегда $\varepsilon = E$ и связь между ε и E носит статистический характер.

На втором этапе переданная сцинтиллятору энергия ε в результате многоступенчатого процесса преобразуется в амплитуду V электрического импульса на выходе детектора. Важно то, что при этом между ε и V сохраняется пропорциональная зависимость. Точнее говоря, пропорциональность сохраняется только в среднем, поскольку существенную роль играют статистические флуктуации на различных ступенях преобразования. Все эти процессы более подробно описаны в лабораторной работе 3, где изучается сцинтилляционный детектор.

Таким образом, связь амплитуды сигнала V с энергией частицы E принципиально неоднозначна и может быть описана только на вероятностном языке.

Пусть $G(V, E)$ – условная плотность вероятности того, что при регистрации частицы с энергией E сигнал будет иметь амплитуду V , т. е. $G(V, E)dV$ есть вероятность получить сигнал в интервале $(V, V + dV)$. Функция $G(V, E)$ называется *функцией отклика* спектрометра.

При регистрации частиц с энергетическим спектром $\Phi(E)$ получается некоторое распределение сигналов $U(V)$, которое называется аппаратурным спектром. Связь между $\Phi(E)$ и $U(V)$ описывается интегральным соотношением

$$U(V) = \int_0^{\infty} G(V, E)\Phi(E)dE. \quad (1)$$

Основная задача при измерении энергетического спектра частиц заключается в отыскании истинного энергетического спектра $\Phi(E)$ по измеренному распределению импульсов по амплитуде, т. е. по аппаратурному спектру $U(V)$. В общем случае для этой цели необходимо знать функцию отклика детектора $G(V, E)$ и решить приведенное выше интегральное уравнение. При этом вместо непрерывной функции $U(V)$ в результате измерения спектра приходится иметь дело с конечным числом средних значений функции U_i , полученных для некоторого набора интервалов аргумента V :

$$U_i = \int_{V_i}^{V_i+\Delta} U(V)dV.$$

Интервалы $(V_i, V_i + \Delta)$ располагаются последовательно друг за другом и нумеруются в порядке возрастания V . Такие интервалы называются *каналами*, причем номер канала i заменяет собой аргумент V для функции U . Обычно ширину Δ таких интервалов (каналов) выбирают постоянной для всех значений сигнала V .

В спектрометрах, как правило, процедура получения дифференциального аппаратурного спектра совмещена с измерением величины сигнала V . Для этого используется аналого-цифровой преобразователь, который преобразует сигнал V в число (двоичный код), обозначающее номер канала i . События N_i , «попавшие» в каждый из каналов i , подсчитываются автоматически с помощью ЭВМ. Массив чисел $\{N_i\}$ представляет собой результат измерения аппаратурного спектра $U(V)$.

Для расшифровки аппаратурного спектра необходимо знать функцию отклика спектрометра $G(V, E)$. Процедура определения функции $G(V, E)$ называется *градуировкой* спектрометра и производится с помощью образцовых источников излучения. Наиболее просто функция $G(V, E)$ находится при использовании моноэнергетических источников излучения, т. е. таких источников, которые испускают частицы с одинаковой энергией. Аппаратурный спектр U для такого источника называется *аппаратурной формой линии (АФЛ)*. Нетрудно видеть, что АФЛ для источника частиц с энергией E_0 совпадает с функцией $G(V, E)$ при фиксированной энергии частиц $E = E_0$.

Аппаратурная форма линии существенным образом зависит не только от вида и энергии регистрируемого излучения, но и от типа детектора, используемого в данном спектрометре, а также от рабочего вещества детектора.

Сцинтилляторы – рабочее вещество сцинтилляционных детекторов – подразделяются на два класса: органические и неорганические. Такое деление обусловлено целым рядом причин: различием в механизмах возникновения сцинтилляций, особенностями взаимодействия регистрируемых частиц в этих веществах и, как следствие, различными техническими характеристиками детекторов и областями их применения.

Сказанное выше относится как к сцинтилляционным спектрометрам с органическими сцинтилляторами, так и к спектрометрам с неорганическими сцинтилляторами. Далее рассмотрим особенности работы спектрометров с неорганическими сцинтилляторами.

СПЕКТРОМЕТРЫ С НЕОРГАНИЧЕСКИМИ СЦИНТИЛЛЯТОРАМИ

Известно много неорганических сцинтилляторов с самыми разнообразными свойствами, причем это разнообразие гораздо богаче, чем у органических сцинтилляторов. Имеются неорганические сцинтилляторы, в состав вещества которых входят разные элементы, вплоть до самых тяжелых (т. е. с самым большим порядковым номером Z , например, висмут с $Z = 83$). Неорганические сцинтилляторы по быстродействию в целом уступают органическим, однако некоторые из них обладают столь малым временем высвечивания, что даже превосходят органические по быстродействию. Разнообразны физические и химические свойства неорганических сцинтилляторов. Все это облегчает задачу подбора сцинтиллятора с необходимыми для данного конкретного эксперимента характеристиками.

Неорганические сцинтилляторы могут применяться для спектрометрии заряженных частиц (например, α - или β -излучения), хотя и не являются лидерами в этой области. Для α -спектрометрии предпочтительнее использовать полупроводниковые детекторы вследствие их очень высокого энергетического разрешения. Что касается β -спектрометрии, то здесь неорганические сцинтилляторы не имеют явных преимуществ перед органическими. Действительно, они, в принципе, обладают чуть более высоким энергетическим разрешением, чем органические. С другой стороны, нежелательное рассеяние β -частиц на тяжелых атомах неорганических сцинтилляторов значительно выше.

Широкое применение нашли неорганические сцинтилляторы, и в первую очередь NaI(Tl) для спектрометрии γ -излучения ядер. Это обусловлено тем, что большое сечение фотоэффекта на тяжелых атомах (в данном случае на иоде) приводит к тому, что функция отклика спектрометра для γ -излучения содержит так называемый пик полного поглощения. Присутствие этого пика существенно облегчает задачу анализа линейчатых γ -спектров.

Рассмотрим, как формируется аппаратурная форма линии при регистрации γ -излучения неорганическим сцинтиллятором, содержащим тяжелые элементы. Наличие атомов с большим Z приведет к тому, что γ -кванты будут иметь три основных варианта взаимодействия с веществом сцинтиллятора: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар. Относительные вероятности реализации каждого из этих вариантов зависят от энергии γ -излучения. При малых энергиях преобладает фотоэффект, вероятность которого быстро уменьшается с ростом энергии, вследствие чего повышается роль комптоновского рассеяния. При энергиях более $2mc^2$ (1022 кэВ) становится возможным образование электрон-позитронных пар, причем вероятность этого процесса постепенно растет с дальнейшим увеличением энергии.

Пусть на сцинтилляционный детектор спектрометра падает пучок моноэнергетических γ -квантов с энергией $E_\gamma < 2mc^2$. При таких энергиях возможны только два процесса взаимодействия: фотоэффект и комптоновское рассеяние. В обоих этих процессах появляются вторичные электроны, энергия которых и вызывает вспышку света в сцинтилляторе. Отметим, что γ -гамма кванты непосредственно сами вызвать сцинтилляцию не могут: обязательно должен появиться посредник – заряженная частица.

Спектр энерговыделений ε (т. е. спектр энергий вторичных электронов) в рабочем веществе детектора схематично показан на рис. 1, а. Он

состоит из двух компонентов: одиночной линии с энергией E_γ (результат фотоэффекта) и непрерывного распределения энергий комптоновских электронов вплоть до *максимального значения* E_K

$$E_K = E_\gamma \left(1 - \frac{mc^2}{mc^2 + 2E_\gamma} \right).$$

Здесь $mc^2 = 511$ кэВ – энергия массы покоя электрона.

Строго говоря, в результате фотоэффекта появляется электрон с энергией не E_γ , а $E_\gamma - W_i$, где W_i – энергия связи фотоэлектрона в атоме на оболочке i . Однако недостающая до E_γ энергия W_i может практически полностью быть переведена в дополнительную световую вспышку в результате дальнейших процессов преобразования энергии в веществе сцинтиллятора.

На рис. 1, *b* показана соответствующая аппаратурная форма линии, которая получается из спектра энерговыделений некоторым «размытием» за счет флуктуаций в процессе дальнейшего преобразования энерговыделения ε в амплитуду сигнала V .

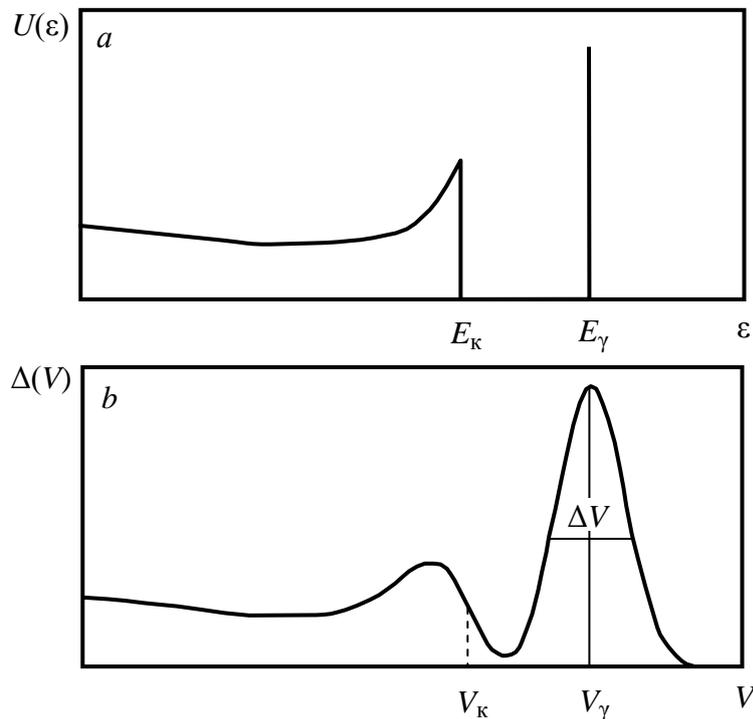


Рис. 1. Спектр энерговыделений в рабочем веществе детектора при регистрации γ -квантов с энергией менее 1022 кэВ (*a*) и аппаратурная форма линии для таких γ -квантов (*b*)

Степень размытия аппаратного спектра характеризуется величиной энергетического разрешения R , которое определяется отношением ширины пика ΔE , взятой на уровне половины его максимальной высоты, к энергии частиц E_γ :

$$R = \Delta E / E_\gamma .$$

Для расчета величины ΔE обычно поступают следующим образом. Из аппаратного спектра $U(V)$ находят ширину пика, выраженную в каналах ΔV , и переводят ее в энергетические единицы ΔE . Для перевода используют зависимость средней величины амплитуды сигнала V от энерговыделения ε . Например, в случае линейной зависимости $V = a\varepsilon + b$, где a и b некоторые постоянные, энергетическое разрешение можно найти по формуле

$$R = \Delta V / aE_\gamma .$$

Пик полного поглощения, видимый в правой части АФЛ, соответствует передаче всей энергии γ -кванта веществу сцинтиллятора (это и происходит в случае фотоэффекта). Поэтому переданная энергия ε , которая определяет величину сигнала на выходе детектора, совпадает с энергией γ -кванта E_γ . Тем самым величина сигнала в пике полного поглощения оказывается прямо пропорциональной энергии γ -излучения и может быть использована для ее измерения.

АФЛ заметно усложняется, если в сцинтилляторе происходит образование электрон-позитронных пар e^+e^- (напомним, что для этого необходима энергия γ -квантов $E_\gamma > 2mc^2$). При образовании пары e^+e^- первоначальное энерговыделение, которое складывается из кинетических энергий электрона и позитрона, равно $\varepsilon = E_\gamma - 2mc^2$. Часть энергии γ -кванта, равная $2mc^2$, идет на «создание» масс покоя частиц e^+ и e^- , а остаток передается этим частицам в виде кинетической энергии. Образовавшийся позитрон e^+ тормозится в веществе сцинтиллятора, отдавая, как и электрон e^- , свою кинетическую энергию. После остановки позитрон аннигилирует с каким-либо электроном вещества; при этом выделяется энергия $2mc^2$ в виде двух γ -квантов с энергиями по $mc^2 = 511$ кэВ.

Дальнейшая судьба этих квантов определяет вид АФЛ. Если они оба без взаимодействия покидают сцинтиллятор, то энерговыделение остается равным $E_\gamma - 2mc^2$ и формируется пик двойного вылета (ПДВ). Если один из квантов полностью поглощается в веществе сцинтиллятора, а другой покидает детектор без взаимодействия, то к первоначальному

энерговыведению добавляется энергия поглощенного кванта $mc^2 = 511$ кэВ и суммарное энерговыведение становится равным $\varepsilon = E_\gamma - mc^2$. Это приводит к формированию пика одиночного вылета (ПОВ). Если же оба кванта поглощаются в сцинтилляторе и возвращают ему энергию $2mc^2$, то суммарное энерговыведение становится равным E_γ , как и в случае фотоэффекта. В результате получается пик полного поглощения (ППП). Вероятности этих трех вариантов существенно зависят от состава вещества сцинтиллятора и его размеров.

На рис. 2 приведена аппаратурная форма линии, соответствующая большим энергиям γ -квантов, когда становится возможным образование электрон-позитронных пар. Вероятности образования ПДВ, ПОВ и ППП выбраны примерно одинаковыми, что вовсе необязательно.

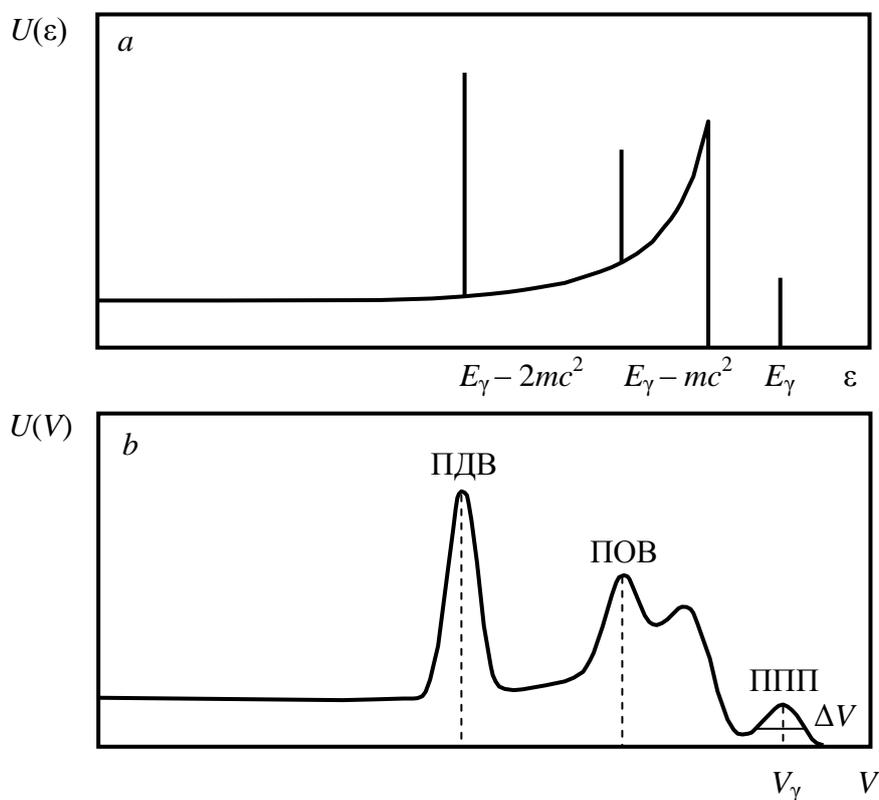


Рис. 2. Спектр энерговыведений в рабочем веществе детектора при регистрации γ -квантов с энергией более 1022 кэВ (a) и аппаратурная форма линии для таких γ -квантов (b)

Спектры γ -излучения ядер, как правило, линейчатые, т. е. содержат набор дискретных значений энергии γ -квантов. Задача восстановления таких спектров $\Phi(E)$ по зарегистрированным аппаратурным спектрам $U(V)$ заметно упрощается. Для этой цели необязательно решать интегральное

уравнение (1): достаточно лишь установить энергии и интенсивности отдельных линий спектра $\Phi(E)$.

Поскольку каждая линия спектра $\Phi(E)$ представлена соответствующим пиком полного поглощения в спектре $U(V)$, задача восстановления спектра $\Phi(E)$ сводится к анализу пиков полного поглощения в спектре $U(V)$. Необходимо лишь научиться находить пики полного поглощения в аппаратурном спектре, определять энергии, соответствующие этим пикам, и находить их интенсивности. Энергия пика рассчитывается по его положению, т. е. по каналу, соответствующему центру пика, а интенсивность определяется по площади под самим пиком с учетом эффективности регистрации излучения с данной энергией. Таким образом, для успешного анализа спектра достаточно провести калибровку энергетической шкалы спектрометра (т. е. установить соответствие между положением пика и его энергией) и калибровку эффективности регистрации излучения спектрометром (т. е. найти зависимость вероятности регистрации излучения спектрометром от энергии излучения).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В данной лабораторной работе используется детектор с неорганическим сцинтиллятором NaI(Tl) цилиндрической формы с размерами $\varnothing 25 \times 40$ мм. Иодистый натрий, активированный таллием, NaI(Tl) – один из лучших неорганических сцинтилляторов.

Источники излучений, созданные на основе радиоактивных изотопов, как правило, одновременно испускают и β -, и γ -излучение. Сцинтиллятор упакован в тонкий алюминиевый контейнер, который практически полностью задерживает β -излучение, но очень слабо влияет на прохождение γ -излучения. Поэтому фактически регистрируется только γ -излучение и наш спектрометр можно считать γ -спектрометром.

Для анализа линейчатых спектров необходимо провести калибровку энергетической шкалы спектрометра. С хорошей точностью калибровочная зависимость может быть представлена линейной функцией $V = aE + b$, где a и b – некоторые коэффициенты. С учетом того, что величина сигнала V измеряется в номерах каналов N , удобнее использовать связь между N и E , а не между V и E . Для нахождения энергии пика по его положению в качестве аргумента следует выбрать N , а в качестве функции – E . В этом случае зависимость энергии от номера канала может быть представлена в виде линейной функции:

$$E = E_C + kN.$$

Чтобы определить параметры E_C и k , достаточно иметь координаты двух точек, лежащих на этой линии. Для получения этих координат нужно знать положения двух пиков полного поглощения для двух разных линий излучения с известными энергиями.

Для калибровки спектрометров с неорганическими сцинтилляторами удобно использовать образцовые спектрометрические γ -источники (ОСГИ).

Пики полного поглощения в аппаратурных спектрах достаточно хорошо описываются гауссовыми функциями, имеющими вид

$$N(x) = P \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x - M)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2)$$

Функция нормального распределения случайной величины x со средним значением M и дисперсией σ^2 здесь выделена в виде сомножителя, на который умножается параметр P . Функция вида (2) зависит от параметров P , M и σ , которые имеют следующий смысл. P – полное число зарегистрированных импульсов в пике или же площадь под пиком; M – положение пика на шкале аргумента x , в качестве которого служит номер канала в спектре. Параметр σ – среднеквадратичное отклонение в нормальном распределении – связан с шириной пика Δx на уровне половины высоты следующим соотношением:

$$\Delta x = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma \approx 2,3548 \sigma.$$

Параметры P , M и σ можно находить методом наименьших квадратов, минимизируя сумму квадратов отклонений числа отсчетов в каналах пика полного поглощения от значений функции вида (2) в соответствующих каналах.

Калибровку энергетической шкалы часто дополняют нахождением зависимости энергетического разрешения спектрометра R от энергии регистрируемых частиц E . Эту зависимость обычно представляют функцией вида

$$R(E) = A + \frac{B}{\sqrt{E}},$$

где A и B – подлежащие определению постоянные для данного спектрометра значения.

Перед выполнением задания необходимо изучить схемы распада радионуклидов Na-22, Cs-137, Co-60. Схемы распада этих изотопов приведены на рис. 3, 4, 5. Выяснить, какие частицы испускаются при их распаде, каковы энергии испускаемых частиц.

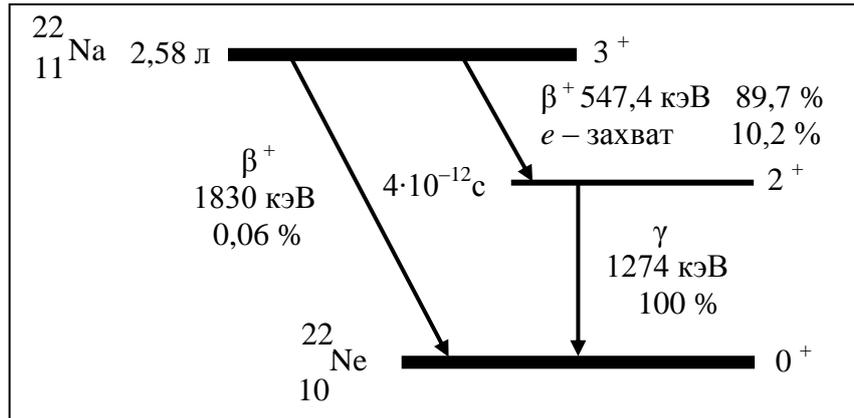


Рис. 3. Схема распада Na-22

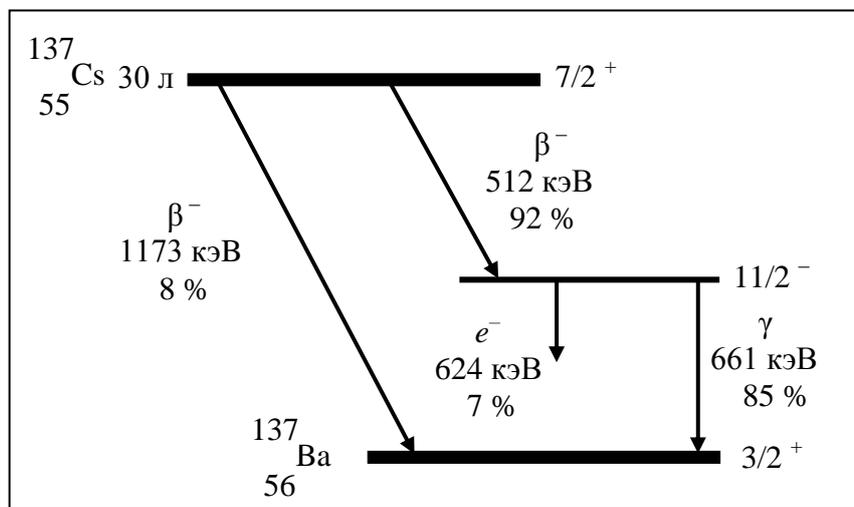


Рис. 4. Схема распада Cs-137

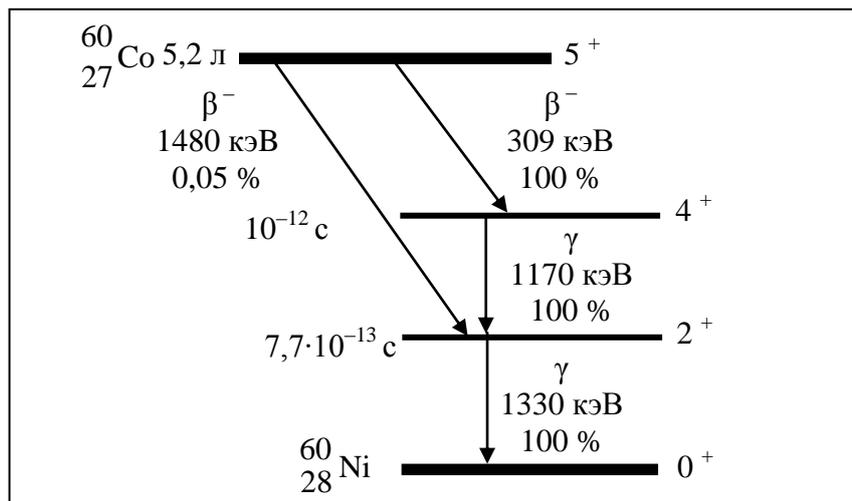


Рис. 5. Схема распада Co-60

Порядок проведения эксперимента и обработка результатов

Внимание! Перед тем как приступить к работе необходимо убедиться в заземлении блока сцинтилляционного детектора.

Задание 1. Регистрация γ -излучения Cs-137.

Включить компьютер. Включить блок спектрометра Открыть программу «Спектр». После регистрации войти в режим спектрометра и установить на панели рабочий режим.

Напряжение питания ФЭУ и коэффициент усиления должны быть такими, чтобы пик полного поглощения Cs-137 (0,662 МэВ) соответствовал примерно 250-му каналу. Время измерения выбрать равным 5 мин.

Получить аппаратурный спектр γ -излучения Cs-137 (спектр номер 1). Убедиться, что в аппаратурном спектре присутствует пик полного поглощения и комптоновский «хвост». Получить спектр фонового излучения спектрометра с неорганическим сцинтиллятором (спектр номер 2).

Сравнить полученный спектр Cs-137 (номер 1) со спектром фонового излучения (номер 2) и сделать вывод о целесообразности или нецелесообразности учета фонового излучения.

Результаты измерений необходимо сохранять. Путь, по которому можно найти записанные данные, следующий:

Диск D → папка «3 курс» → папка «Данные» → папка «Студенты» → папка с фамилией студента → номер лабораторной работы → номер задания → номер спектра.

Задание 2. Регистрация γ -излучения Na-22.

Получить аппаратурный спектр γ -излучения Na-22 (спектр номер 3). Убедиться, что в аппаратурном спектре присутствуют два пика полного поглощения, соответствующие энергиям 511 и 1274 кэВ и их комптоновские «хвосты».

Задание 3. Провести калибровку энергетической шкалы спектрометра.

Найти параметры линейной зависимости энергии γ -излучения E и положения пика полного поглощения N . Для калибровки использовать два пика полного поглощения в аппаратурном спектре Na-22 (спектр номер 3).

Задание 4. Определить энергию γ -излучения Cs-137.

С помощью калибровочной зависимости E и N , найденной в задании 3, рассчитать энергию излучения Cs-137.

Задание 5. Определить зависимость энергетического разрешения спектрометра от энергии γ -излучения.

Рассчитать энергетическое разрешение спектрометра для трех значений энергии (линии в спектрах номер 1 и 3). Сделать вывод о зависимости разрешения от энергии γ -излучения.

Задание 6. Определить фоточасть для спектра Cs-137.

По аппаратурному спектру Cs-137 (номер 1) рассчитать фоточасть: отношение площади под пиком полного поглощения к площади под всем спектром. Качественно оценить изменение фоточасти с ростом энергии γ -излучения на примере спектра Na-22 (номер 3).

Задание 7. Регистрация гамма излучения Co-60.

Получить аппаратурный спектр γ -излучения Co-60 (спектр номер 4). Сделать вывод о составе γ -излучения Co-60 по его аппаратурному спектру.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое аппаратурный спектр?
2. Какие причины вызывают различие между аппаратурным спектром и истинным энергетическим спектром?
3. Что такое функция отклика спектрометра?
4. Что такое пик полного поглощения?
5. Как меняется разность между положением пика полного поглощения V_γ и положением *края комптоновского распределения* V_K при росте энергии излучения E_γ ?
6. Можно ли рассчитывать энергетическое разрешение спектрометра по формуле $R = \Delta V/V_\gamma$?
7. Как изменяется ширина пика полного поглощения при увеличении энергии E_γ ?