

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И КВАНТОВОЙ
ТЕОРИИ СТОЛКНОВЕНИЙ**

Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, С.Ю. Платонов,
А.В. Сомиков

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 42
«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ
ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ ЯДРА
 ${}^7\text{Li}$ ПО ДОПЛЕРОВСКОМУ УШИРЕНИЮ
ГАММА-ЛИНИИ»**

Учебное пособие

Москва, 2018

УДК 539.1

Лабораторная работа № 42. Определение времени жизни первого возбужденного уровня ядра ${}^7\text{Li}$ по доплеровскому уширению гамма-линии. – М.: Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2018, 25 с.

Пособие представляет собой описание лабораторной работы, выполняемой студентами Отделения ядерной физики физического факультета МГУ в рамках Специального ядерного практикума, Часть 2.

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук С.А. Гончаров

кандидат физ.-мат. наук О.В. Фотина

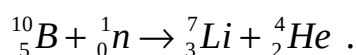
Печатается по решению Ученого совета физического факультета

© Физический факультет МГУ
им. М.В. Ломоносова, 2018г.
© Коллектив авторов, 2018 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li}$ ПО ДОПЛЕРОВСКОМУ УШИРЕНИЮ ГАММА-ЛИНИИ

1. Введение

При взаимодействии медленных нейтронов с ядрами ${}^{10}_5\text{B}$ происходит реакция



В 95% случаев ядро ${}^7_3\text{Li}$ остается в первом возбужденном состоянии с энергией равной 478 кэВ, а в 5% случаев – в основном состоянии. Взяв из справочной литературы [1] значения масс ядер, участвующих в данной реакции, можно найти энергосодержание $Q = +2,31$ МэВ. Эта энергия распределяется между продуктами реакции ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^4_2\text{He}$. Так как кинетической энергией и импульсом тепловых нейтронов ($E_n = 0,025$ эВ) можно пренебречь, то легко вычислить энергию отдачи ядра ${}^7_3\text{Li}$, исходя из законов сохранения энергии и импульса

$$\left. \begin{aligned} E_{\text{He}} + E_{\text{Li}} &= Q \\ |\vec{p}_{\text{He}}| &= |\vec{p}_{\text{Li}}| \end{aligned} \right\} . \quad (1)$$

Решая эту систему уравнений, найдем

$$E_{\text{Li}} = \frac{M_{\text{He}} \times Q}{M_{\text{He}} + M_{\text{Li}}} = 0,84 \text{ МэВ} .$$

Таким образом, при облучении бора медленными нейтронами образуются ядра ${}^7_3\text{Li}$ в первом возбужденном состоянии, имеющие кинетическую энергию 0,84 МэВ.

Быстрые ядра испытывают торможение в веществе мишени и вместе с тем испускают γ -кванты, переходя из возбужденного состояния в основное. Из-за наличия доплер-эффекта энергия γ -квантов, попадающих в детектор, зависит от угла, под которым испущен квант, и значения скорости излучающего ядра в момент излучения. Ниже будет показано, что спектр γ -квантов, попадающих в детектор, зависит от отношения времени жизни возбужденного уровня к времени торможения ядра в веществе мишени.

Таким образом, получив экспериментально спектр γ -квантов, можно найти отношение вышеуказанных времен. Определив же время торможения ядра ${}^7_3\text{Li}$ в веществе мишени, можно найти время жизни первого возбужденного уровня данного ядра.

2. Доплеровское уширение γ -линии и определение времени жизни ядер

Гамма-кванты испускаются при переходе ядра из одного энергетического состояния в другое, с меньшей энергией.

Если излучающее ядро покоится, то энергия испускаемых квантов равна

$$E_{\gamma}^0 = E_i - E_f - R, \quad (2)$$

где E_{γ}^0 – энергия γ -кванта, E_i и E_f – соответственно энергии начального и конечного состояний ядра; R – кинетическая энергия ядра отдачи, возникающая из-за испускания γ -кванта.

Энергию отдачи R можно вычислить, исходя из закона сохранения импульса:

$$|\vec{p}_{\gamma}| = |\vec{p}_y| \quad (3)$$

($\vec{p}_{\gamma}$ и $\vec{p}_y$ – импульсы γ -кванта и ядра отдачи, соответственно).

Считаем ядро отдачи нерелятивистским. Тогда

$$p_{\gamma} = E_{\gamma}^0 / c, \quad (4)$$

$$p_y = \sqrt{2MR},$$

(здесь M – масса ядра). Подставляя эти соотношения в уравнение (3), получим

$$R = (E_{\gamma}^0)^2 / 2Mc^2. \quad (5)$$

Оценим эту величину для типичного случая $E_{\gamma}^0 = 1$ МэВ и $M = 100$ а.е.м. (атомные единицы массы; 1 а.е.м. = 931,5 МэВ).

$$R = 1/(2 \times 100 \times 931,5) \approx 0,5 \times 10^{-5} \text{ МэВ} = 5 \text{ эВ}.$$

Во многих случаях величина R не существенна, и ее можно не учитывать.

Испускаемые γ -кванты имеют разброс энергий, связанный с конечной шириной ядерных уровней (естественная ширина γ -линии).

Ширина уровня Γ и среднее время жизни ядра в возбужденном состоянии τ связаны соотношением неопределенности

$$\Gamma \times \tau = \hbar . \quad (6)$$

В большинстве случаев можно считать γ -кванты монохроматическими (например, при $\tau = 6,6 \times 10^{-15}$ с, $\Gamma \approx 0,1$ эВ).

Если ядро движется относительно детектора, то энергия γ -квантов, попадающих в детектор, может быть найдена путем применения релятивистских преобразований энергии.

При $v/c \ll 1$ (как это обычно бывает в ядерной физике малых и средних энергий) с точностью до v/c можно записать

$$E_\gamma = E_\gamma^0 \times \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) . \quad (7)$$

Здесь E_γ^0 – энергия γ -квантов, испускаемых покоящимся ядром, v – скорость движения ядра, c – скорость света, θ – угол между направлением движения ядра и направлением вылета γ -кванта.

В зависимости от условий постановки эксперимента (геометрия эксперимента) наблюдается или смещение γ -линии, если угол θ фиксирован, или уширение γ -линии, если в детектор попадают γ -кванты с различными углами θ (здесь мы считаем, что скорость излучающего ядра постоянна).

Как следует из выражения (7), максимальный разброс энергии γ -квантов равен

$$2 \times \Delta E_\gamma = 2 \frac{v}{c} E_\gamma^0 . \quad (8)$$

Оценим эту величину для ядра с кинетической энергией $E_\text{я} = 1$ МэВ и массой $M = 10$ а.е.м., испускающего γ -кванты с энергией $E_\gamma = 0,5$ МэВ:

$$\Delta E_\gamma = \frac{v}{c} E_\gamma = E_\gamma \sqrt{2E_\text{я} / Mc^2} \approx 10 \text{ кэВ}.$$

Эта оценка величины сдвига (уширения) показывает, что измерение анализируемых величин вполне доступно с использованием современных методик γ -спектроскопии. В частности, для наблюдения данного эффекта пригодны γ -спектрометры на основе полупроводниковых детекторов из сверхчистого германия (HrGe-детекторов) [2, 3].

Теперь рассмотрим излучение γ -квантов движущимся ядром с учетом процесса его торможения в веществе. Будем рассматривать лишь случай **изотропного** испускания γ -квантов ядром и полной **изотропии**

направлений вылета излучающих ядер. В нашем случае эти условия соблюдаются.

При этом, вообще говоря, должно наблюдаться уширение изучаемой γ -линии.

Покажем, что наблюдаемое распределение γ -квантов по энергиям зависит от соотношения между временем жизни ядра в возбужденном состоянии (τ) и временем торможения (t_γ) ядра в веществе.

Если $t_\gamma \ll \tau$, что соответствует девозбуждению по радиационному каналу распада возбужденных состояний ядер после остановки, то наблюдается монохроматическое γ -излучение (ширина распределения обусловлена лишь собственной шириной линии, которая предельно мала).

В другом крайнем случае, $\tau \ll t_\gamma$, большинство ядер излучают γ -кванты сразу после образования «на лету», не успев потерять скорость. В этом случае излучаются γ -кванты в диапазоне (см. выражение 8):

$$(E_\gamma^0 - \Delta E_\gamma) < E_\gamma < (E_\gamma^0 + \Delta E_\gamma) .$$

Таким образом, если t_γ сравнимо с τ , то распределение γ -квантов по энергиям будет промежуточным между этими крайними случаями и определяться соотношением между t_γ и τ .

Найдем зависимость спектра энергий γ -квантов от времени торможения t_γ и от τ .

Очевидно, что за время от 0 до t вероятность излучения $W(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$. Поэтому вероятность излучения «на лету» равна $1 - \exp(-t_\gamma/\tau)$, а вероятность излучения после того как ядро замедлилось: $\exp(-t_\gamma/\tau)$.

Полный спектр γ -излучения можно представить состоящим из монохроматического (с точностью до собственной ширины возбужденного уровня) излучения остановившихся ядер и спектра излучения движущихся ядер, дающих доплеровски уширенную линию. В этом параграфе для упрощения будем считать, что все излучающие «на лету» ядра имеют среднюю скорость $\langle v \rangle$. Определим $\langle v \rangle$ таким образом:

$$\langle v \rangle = \int_0^{t_\gamma} v(t) \times W(t) dt / \int_0^{t_\gamma} W(t) dt . \quad (9)$$

В этом случае распределение по энергии (спектр) $\Psi(E_\gamma)$ можно записать:

$$\begin{aligned} \Psi(E_\gamma) = & \delta(E_\gamma - E_\gamma^0) \times \exp(-t_\gamma/\tau) + \\ & + \frac{1}{2\langle \Delta E \rangle} \begin{cases} 1 - \exp(-t_\gamma/\tau) \text{ при } |E_\gamma - E_\gamma^0| \leq \langle \Delta E \rangle \\ 0 \text{ при } |E_\gamma - E_\gamma^0| > \langle \Delta E \rangle \end{cases} . \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\langle \Delta E \rangle = E_\gamma^0 (\langle v \rangle / c)$, $\delta(x)$ – дельта-функция. Первое слагаемое учитывает монохроматическое излучение остановившихся ядер (энергия E_γ^0), второе – соответствует излучению ядер, имеющих среднюю скорость $\langle v \rangle$.

Задача эксперимента состоит в определении отношения времен $\xi = t_\gamma / \tau$ по спектру γ -излучения.

В ходе эксперимента непосредственно не измеряется γ -спектр, а получается распределение какой-либо иной величины. В полупроводниковых γ -спектрометрах измеряемой величиной является **амплитудное распределение электрических импульсов**. Связь этого амплитудного распределения с измеряемым энергетическим γ -спектром является характеристикой прибора и может быть получена из специальных экспериментов.

Каждый спектральный прибор (в нашем случае γ -спектрометр – детектор, усилители, преобразователь, накопитель) можно характеризовать **аппаратурной функцией** (функцией отклика) – $\varphi_E(X)$. Зная эту функцию по энергетическому γ -спектру можно найти амплитудное распределение, получаемое с помощью γ -спектрометра.

Аппаратурная функция – это функция плотности вероятности распределения амплитуд электрических импульсов в случае регистрации монохроматического излучения.

Во многих спектрометрах ионизирующего излучения с достаточной точностью аппаратурная функция может быть аппроксимирована функцией Гаусса:

$$\varphi_E(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x_0 - x)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (11)$$

где x – амплитуда электрического импульса, x_0 – значение амплитуды импульса, при которой наблюдается максимум, σ – дисперсия распределения. Дисперсия нормального распределения связана с легко измеряемой величиной – шириной пика на половине высоты (FWHM – Full Width at Half Maximum) соотношением:

$$\text{FWHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}. \quad (12)$$

Надо заметить, что на практике удобно x , x_0 и σ измерять не в единицах величины электрического сигнала (вольтах), а в энергетических единицах (кэВ). Это может быть легко сделано, так как величина амплитуды электрического импульса в спектрометре, чаще всего, прямо пропорциональна энергии регистрируемого ионизирующего излучения. В дальнейшем мы будем предполагать, что амплитуды импульсов выражены в энергетических единицах (МэВ-ах или кэВ-ах).

С учетом сказанного выше, экспериментально наблюдаемое амплитудное распределение можно записать как

$$\Phi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(E_{\gamma}) \varphi_{E_{\gamma}}(x) dE_{\gamma} , \quad (13)$$

где $\Psi(E_{\gamma})$ – спектр γ -излучения, регистрируемого детектором, а $\varphi_{E_{\gamma}}(x)$ – аппаратная функция (функция отклика).

Выполнив интегрирование, получим выражение для амплитудного распределения:

$$\begin{aligned} \Phi(x) = & \exp(-t_{\gamma} / \tau) \times \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \times \\ & \times \exp\left(-\frac{(E_{\gamma}^0 - x)^2}{2\sigma^2}\right) + \\ & + (1 - \exp(-t_{\gamma} / \tau)) \times \frac{1}{4\langle \Delta E \rangle} \times \\ & \times \left(\operatorname{erf}\left(\frac{E_{\gamma}^0 + \langle \Delta E \rangle - x}{\sigma \sqrt{2}}\right) - \right. \\ & \left. - \operatorname{erf}\left(\frac{E_{\gamma}^0 - \langle \Delta E \rangle - x}{\sigma \sqrt{2}}\right) \right) . \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $\operatorname{erf}(z) = 2 / \sqrt{\pi} \times \int_0^z \exp(-t^2) dt$ - интеграл ошибок. Из выражения (14)

видно, что наблюдаемый амплитудный спектр зависит от σ (характеристика прибора) и отношения времен $\xi = t_{\gamma} / \tau$. На Рис. 1 приведены $\Phi(x)$, рассчитанные по формуле (14) для $\sigma = 2,54$ кэВ (FWHM) и разных ξ (площади нормированы на 1).

Сравнивая экспериментальное распределение с расчетным (при равных ξ), можно установить, при каком ξ наблюдается наилучшее согласие. При предварительной обработке можно сравнивать лишь полуширины расчетного и экспериментального распределений.

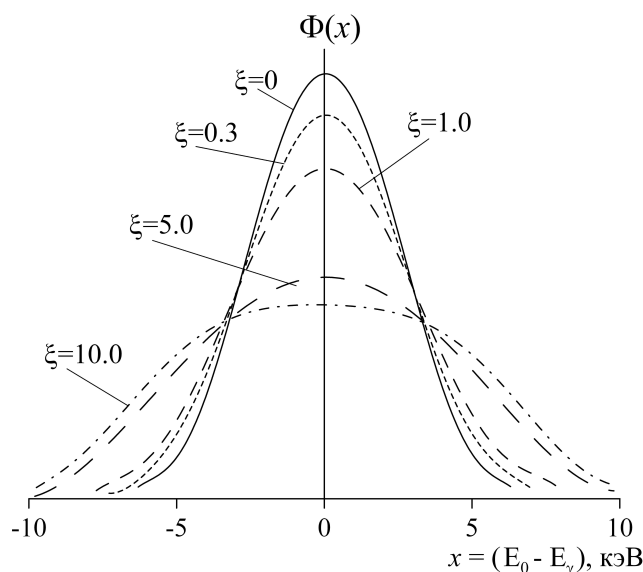


Рис. 1. Зависимость формы линии от отношения $\xi = t_\gamma / \tau$ для $\Delta E = 15,4$ кэВ

На Рис. 2 приведены соответствующие расчетные кривые, позволяющие по значениям σ и полуширине измеренного распределения оценить значение ξ . Чтобы найти время жизни уровня, необходимо знать время торможения. В простейшей модели (в предположении равномерно-замедленного движения ядра отдачи) это можно сделать, зная пробег ядра отдачи в веществе и начальную скорость. Начальная скорость ядра отдачи может быть найдена исходя из законов сохранения энергии и импульса (см. выражения (1)).

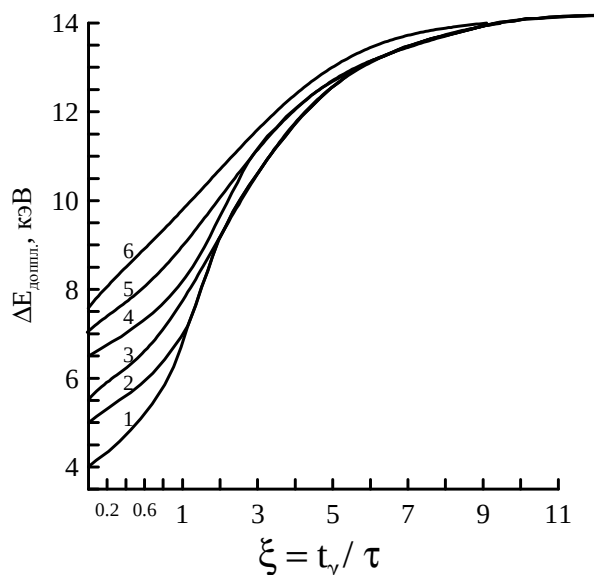


Рис. 2. Зависимость ширины (FWHM) доплеровски-уширенной линии ($\Delta E_{\text{допл}}$) от $\xi = t_\gamma / \tau$ и аппаратной ширины (FWHM) (характеристика прибора):

аппаратурная ширина равна 4 кэВ (1); 5,0 кэВ (2); 5,5 кэВ (3); 6,5 кэВ (4);

7,0 кэВ (5); 7,5 кэВ (6).

Пробеги ядер и тормозные способности для различных химических элементов даны в отдельном приложении, находящемся в лаборатории [4]. В том случае, если тормозящая среда состоит из гомогенной смеси или химического соединения, состоящего из нескольких различных химических элементов, то справедливо т.н. правило Брэгга, согласно которому тормозная способность сложного вещества равна взвешенной сумме тормозных способностей химических элементов, составляющих данное вещество [5].

3. Форма доплеровски уширенной γ -линии

Рассмотрим модель, учитывающую более корректно процесс торможения ядер отдачи в веществе мишени и найдем форму доплеровски уширенной γ -линии.

Ядра отдачи движутся со скоростями порядка процента от скорости света. В этом случае удельные потери энергии ионов пропорциональны их скорости. Эта область энергий соответствует начальному участку кривой потерь энергии (см., например, [5]). Имея это в виду, можно записать

$$dE_{\gamma} / dx = -k \times v , \quad (15)$$

где v – скорость ядра, k – константа, характеризующая движущийся ион и тормозящую среду. Из соотношения (15), имея в виду, что $dx = vdt$ и $E_{\gamma} = mv^2/2$ (m – масса ядра), получим

$$m \frac{dv}{dt} = -k \times v . \quad (16)$$

Интегрируя это уравнение, получаем закон изменения скорости иона со временем

$$v(t) = v(t=0) \times \exp\left(-\frac{k}{m}t\right) , \quad (17)$$

где $v(t=0)$ – начальная скорость иона, а $\alpha = t_T = m/k$ – среднее время торможения.

Перейдем к рассмотрению формы доплеровски уширенной линии (спектра γ -излучения, попадающего в детектор). Будем считать, что γ -кванты испускаются движущимся ядром **изотропно**. В этом случае для формы линии можно написать

$$\Psi(E_{\gamma}) = \frac{1}{4\pi} \iint W(t) \times \delta(E_{\gamma} - E_{\gamma}^0(1 + \frac{v(t)}{c} \cos \theta)) d\Omega dt , \quad (18)$$

где $W(t)dt$ – вероятность излучения ядром γ -кванта с энергией E_γ в интервале времени от t до $t+dt$, $\delta(E_\gamma - E_\gamma^0(1 + \frac{v(t)}{c} \cos \theta))$ – функция, которая учитывает связь (см. выражение (7)) между E_γ , v и θ , выбирая лишь некоторую поверхность интегрирования ($\delta(x)$ – дельта-функция).

Вероятность $W(t)dt$ может быть записана как

$$W(t)dt = \frac{1}{\tau} \times \exp(-\frac{t}{\tau})dt, \quad (19)$$

где τ – время жизни возбужденного уровня. Подставив в выражение (18), выражения (17) и (19) и выполнив интегрирование, получим

$$\Psi(E_\gamma) = \frac{1}{2(\xi - 1)} \times \frac{\xi}{\Delta_0} \left[1 - \left(\frac{\Delta E}{\Delta_0} \right)^{\xi-1} \right], \quad (20)$$

где $\Delta E = |E_\gamma^0 - E_\gamma|$, $\Delta_0 = E_\gamma^0 \times v(0)/c$ и $\xi = \alpha/\tau$.

Так же, как и в предыдущем параграфе, при рассмотрении более простой модели для сравнения с экспериментом надо перейти к амплитудному распределению $\Phi(x)$, имея в виду аппаратную функцию (11). Окончательно расчетное амплитудное распределение для доплеровски уширенной линии может быть записано в виде

$$\Phi(x, \sigma, \xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \times \sigma} \times \int_{E_\gamma^0 - \Delta_0}^{E_\gamma^0 + \Delta_0} \Psi(E_\gamma) \times \exp(-\frac{(x - E_\gamma)^2}{2\sigma^2}) dE_\gamma. \quad (21)$$

Формула (21) дает амплитудное распределение; σ и ξ – параметры.

В данном случае обработку результатов измерений (определение ξ) естественно осуществлять следующим образом.

Задать величины:

E_γ^0 – (неуширенная) энергия γ -кванта (известная величина);

Δ_0 – максимальное уширение γ -линии (см. выражение (20));

σ – определяется из контрольного эксперимента (см. выражение (12)).

Экспериментальное амплитудное распределение сравнивается с выражением (21) при различных значениях параметра ξ ($0,1 < \xi < 10$).

В конечном результате ищется такое значение параметра ξ , при котором зависимость (21) наилучшим образом описывает экспериментальное распределение.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left[\frac{n_{\text{эксп}}(i) - n_{\text{рас}}(i)}{\delta n_{\text{эксп}}} \right]^2,$$

где k – число измеренных точек, $n_{\text{эксп}}(i)$ – массив экспериментальных точек, $n_{\text{расч}}(i)$ – массив расчетных точек. Обработка участка спектра, содержащего доплеровски уширенную γ -линию, производится *программой «Доплер»* (см. Приложение VI).

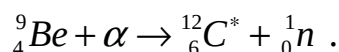
4. Описание экспериментальной установки

Схема эксперимента изображена на Рис. 3. Pu- α -Be-источник испускает быстрые нейтроны с наиболее вероятной энергией около 5 МэВ. Реакция $^{10}_5\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He}$ с большей вероятностью идет при малых энергиях нейтронов (сечение реакции подчиняется закону $\sigma \sim 1/v$, где v – скорость нейтрона). Поэтому нейтроны должны быть замедлены до тепловых энергий. В данном эксперименте замедлителем служит вода. Вода одновременно служит биологической защитой от нейтронов (на поверхности водяного бака менее 0,1 допустимой радиационной дозы за 6 часов). После замедления в воде нейтроны попадают в образец из боросодержащего вещества (борная кислота – H_3BO_3 , карбид бора – B_4C и др.). Образующиеся в результате реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ быстрые ядра $^7\text{Li}^*$ в первом возбужденном состоянии тормозятся в боросодержащем веществе.

Измеряется спектр γ -квантов, испускаемых движущимися ядрами $^7\text{Li}^*$. Энергия этих γ -квантов составляет 478 кэВ.

Кроме этого детектором регистрируется фоновое γ -излучение. Рассмотрим некоторые характерные фоновые линии.

Pu- α -Be-источник кроме нейтронов испускает γ -кванты различных энергий. Это γ -излучение ^{239}Pu , а также γ -излучение с энергией 4,443 МэВ, испускаемое возбужденными ядрами $^{12}_6\text{C}^*$, образующимися в той же реакции, в которой получают нейтроны:



Для защиты от γ -квантов, испускаемых нейтронным источником, между ним и детектором помещается свинцовый фильтр.

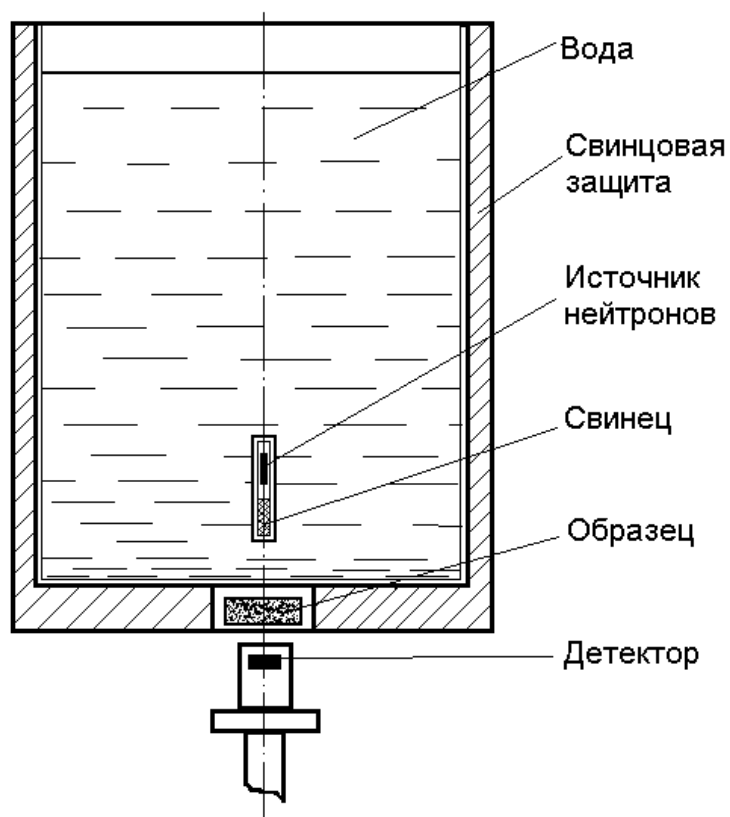
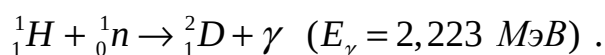


Рис. 3. Схема эксперимента.

Кроме этого в детектор могут попадать γ -кванты, образующиеся при взаимодействии нейтронов с водой, конструкционными материалами и веществом детектора.

Большой вклад в фон дают также γ -кванты, возникающие при реакции радиационного захвата в водной среде:



Жесткая γ -линия ($E_\gamma = 6,129 \text{ МэВ}$) возникает при высвечивании первого возбужденного состояния ${}^{16}_8\text{O}^*$, заселяемого при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах кислорода (кислород входит в состав воды – H_2O). Для уменьшения фона от этих составляющих γ -излучения дно бака расположено на свинцовом экране. Отметим так же, что при использовании HrGe -детектора в спектре имеется очень интенсивная γ -линия с энергией примерно 700 кэВ. Она возникает при высвечивании ядра ${}^{72}_{33}\text{Ge}^*$, возбуждаемого при неупругом рассеянии нейтронов в рабочем веществе детектора. Высвечивание этого возбужденного состояния происходит путем испускания конверсионных

электронов. Испускание γ -квантов в данном случае запрещено, так как это $0^+ \rightarrow 0^+$ -переход.

В задаче используются различные боросодержащие вещества: борная кислота – H_3BO_3 , карбид бора – B_4C и др. Положение образцов показано на Рис. 3.

Положение нейтронного источника в баке может меняться по высоте.

Для регистрации γ -излучения в задаче используется спектрометрическая система **SpectraLineGP**, выполненная на основе детектора из сверхчистого германия (HpGe-детектора). Характеристики системы и методы работы с ней даны в [6] и Приложениях IV и V.

5. Упражнения

1. Проградуировать γ -спектрометр по радиоактивным источникам ^{152}Eu или ^{152}Ra (без нейтронного источника). В Приложении II для этих источников приведены значения энергий γ -линий и их интенсивности.

2. Зарегистрировать амплитудное распределение от γ -источника ^{181}Hf и зафиксировать значение энергетического разрешения спектрометрической системы для γ -линии с энергией 482 кэВ. При отсутствии источника ^{181}Hf определить энергетическое разрешение спектрометра при энергии около 478 кэВ по данным градуировки путём интерполяции.

3. Зарегистрировать γ -спектр в присутствии нейтронного источника, обработать его и найти все фоновые γ -линии, указанные в описании (учесть эффект наличия трех пиков в амплитудном распределении (форме линии) для одной энергии при $E_\gamma > 1,022$ МэВ – фотопик и пики однократного и двукратного вылета).

Найти в зарегистрированном спектре:

- аннигиляционную γ -линию ($E_\gamma = 511$ кэВ);
- γ -линию с энергией приблизительно 700 кэВ, связанную с неупругим рассеянием нейтронов на ядре германия ($^{72}\text{Ge}(n, n')^{72}\text{Ge}$);
- γ -линии, связанные с радиационным захватом тепловых нейтронов на водороде ($E_\gamma = 2223$ кэВ);
- γ -линии, соответствующие γ -излучению с энергией $E_\gamma = 4,443$ МэВ от высвечивания $^{12}\text{C}^*$ (реакция $^9\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}^* + {}^1_0\text{n}$).

При обработке γ -спектра:

а) для γ -линии с энергией $E_\gamma = 511$ кэВ определить полную ширину линии на половине её высоты (FWHM) и сравнить с величиной энергетической разрешающей способности спектрометра (по γ -линиям в области энергии ~ 100 кэВ);

- б) объяснить форму γ -линии с энергией $E_\gamma = 700$ кэВ;
- в) для γ -квантов с энергией $E_\gamma = 2223$ кэВ найти все три характерные линии: пик полного поглощения (фотопик), пик однократного вылета и пик двукратного вылета. Правильность идентификации подтвердить расчетом;
4. Установить последовательно исследуемые образцы в рабочее положение и зарегистрировать их γ -спектры; должны быть хорошо видны линия от девозбуждения ядра ${}^7_3\text{Li}$ и аннигиляционная γ -линия. Сравнить их ширину с ранее зафиксированным значением в области энергии 478 кэВ.
5. Пользуясь *программой «Доплер»* (см. Приложение V) найти ξ (отношение времен – $\xi = t_\gamma / \tau$).
6. Найти пробеги и времена торможения ионов ${}^7_3\text{Li}$ в H_3BO_3 и B_4C [4].
7. Оценить время жизни первого возбужденного уровня ядра ${}^7_3\text{Li}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое собственная ширина гамма-линии?
2. Какие проявления эффекта Доплера наблюдаются при испускании γ -квантов движущимися атомными ядрами?
3. Чем определяется аппаратная ширина пика полного поглощения в γ -спектре, измеренном с использованием детектора из сверхчистого германия (HrGe-детектора)?
4. С какой целью HrGe-детектор поддерживается при температуре кипения жидкого азота?
5. Как находятся пробеги ионов в веществе?
6. Каковы основные γ -линии фона в рассматриваемом эксперименте и каково их происхождение?
7. Каково отличие функций отклика для $E_\gamma < 1,022$ МэВ и $E_\gamma > 1,022$ МэВ?

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М. Атомиздат, 1965.

2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969.
3. Гамма-лучи. Под ред. Л.А. Слива. М.-Л.: Атомиздат, 1961, с.85 - 132.
4. Range and Stopping - Power Tables for Heavy Ions. L.C. Northcliffe and R.T. Schilling, Nucl. Data Tables, Sec. A, vol. 7, № 3 - 4, Jan 1970. (в лаборатории имеются копии) «Пробеги и тормозные способности ионов: ${}^1_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$ ».
5. Меликов Ю.В. Экспериментальная техника в ядерной физике. Курс лекций. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
6. Ядерный специальный практикум, ч. II. Лабораторная работа № 31. «Спектрометр гамма-излучения с детектором из сверхчистого германия». М. Университетская книга. 2011.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

УШИРЕНИЕ АННИГИЛЯЦИОННОЙ ЛИНИИ

При измерениях γ -спектров с использованием современных спектрометрических систем с хорошим энергетическим разрешением можно обнаружить, что ширина аннигиляционной линии больше, чем аппаратная.

Как известно, позитроны замедляются в веществе, и их аннигиляция происходит при очень низкой суммарной кинетической энергии порядка нескольких электронвольт. Покажем, что не нулевая кинетическая энергия аннигилирующей пары электрон-позитрон приводит к немонохроматичности аннигиляционных γ -квантов, и оценим величину получающегося уширения.

Запишем законы сохранения энергии и импульса, считая, что позитрон покоится, а электрон движется

$$p_{\gamma 2}^2 = p_{\gamma 1}^2 + p_0^2 - 2 p_{\gamma 1} p_0 \cos \theta$$
$$E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = m_0 c^2 + \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ и $p_{\gamma 1}$, $p_{\gamma 2}$ – энергии и импульсы γ -квантов, а $p_0 = m_0 c \beta \sqrt{1 - \beta^2}$ – импульс электрона (позитрон покоится), $m_0 = 511$ кэВ. Найдём значение энергии $E_{\gamma 1}$ (или $E_{\gamma 2}$), пренебрегая β^2 (электроны с энергией несколько эВ):

$$E_{\gamma 1} \cong m_0 c^2 \frac{1}{1 - \frac{\beta}{2} \cos \theta} \cong (1 + \frac{\beta}{2} \cos \theta) m_0 c^2.$$

Отсюда получим максимальный разброс энергий ΔE –

$$\Delta E = E_{\max} - E_{\min} = \beta m_0 c^2.$$

Подставляя выражение для β , получим

$$\Delta E = \sqrt{2W \times m_0 c^2},$$

где W – кинетическая энергия электрона. Оценим теперь величину ΔE для энергий валентных электронов: ΔE (1 эВ) = 1,02 кэВ, ΔE (10 эВ) = 3,19 кэВ.

Таким образом, уширение аннигиляционной γ -линии составляет заметную величину и при достаточно высоком разрешении γ -спектрометра проявляется.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

ЭНЕРГИИ И ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ НЕКОТОРЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ.

А. ^{226}Ra в равновесии с продуктами распада.

E_γ , кэВ	$I_{\text{отн}}$, %
186.196 ± 0.012	8.87 ± 0.30
241.965 ± 0.011	16.0 ± 0.5
295.194 ± 0.013	40.6 ± 1.6
351.907 ± 0.013	79.2 ± 1.6
609.264 ± 0.017	100
768.353 ± 0.035	10.24 ± 0.30
934.077 ± 0.035	6.85 ± 0.20
1120.246 ± 0.027	32.7 ± 0.9
1238.079 ± 0.035	12.8 ± 0.4
1377.744 ± 0.40	8.5 ± 0.4
1385.360 ± 0.040	1.43 ± 0.12
1729.755 ± 0.040	6.62 ± 0.20
1764.650 ± 0.050	34.4 ± 0.7
2118.550 ± 0.070	2.6 ± 0.1
2204.135 ± 0.050	10.49 ± 0.30

B. ^{152}Eu

E_{γ} , кэВ	I_{OTH} , %
121.78	108.29
244.67	28.22
295.95	1.63
344.30	100.
367.73	3.22
411.09	8.37
444.00	11.67
488.46	1.52
563.97	1.93
678.61	1.78
688.60	3.15
719.40	1.22
778.90	48.11
810.51	1.22
867.39	15.48
919.50	1.52
964.00	54.00
1005.06	2.44
1089.82	6.37
1112.07	50.29
1212.89	5.37
1299.19	6.33
1408.08	78.56
1457.95	1.93

C. ^{125}Te ($^{125}\text{Sb} \rightarrow ^{125}\text{Te}$)

E_{γ} , кэВ	I_{OTH} , %
117.0	0.83 ± 0.08
176.6	23.5 ± 0.6
204.1	1.18 ± 0.04
208.1	0.86 ± 0.04
321.1	1.422 ± 0.06
380.4	5.12 ± 0.06
427.7	100
463.4	35.2 ± 0.4
600.6	60.1 ± 0.06
606.7	16.87 ± 0.17
636.0	38.5 ± 0.4
671.4	6.14 ± 0.06

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Плотности некоторых веществ (г/см³)

Полиэтилен	0.95
Борная кислота H_3BO_3 (орто)	1.435
Карбид бора B_4C	2.52
Борная кислота HBO_2 (мета)	2.49

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Многоканальный амплитудный анализ

Для экспериментального исследования энергетических спектров γ -излучения используются детекторы, действие которых основано на взаимодействии γ -квантов с веществом. Наибольшей универсальностью обладают γ -спектрометры с полупроводниковыми детекторами, использующими германий. Они имеют высокую разрешающую способность по энергии при хорошей эффективности. В данной лабораторной работе используется спектрометр на основе детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектора). Блок-схема такого спектрометра показана на рисунке ПIV-1.

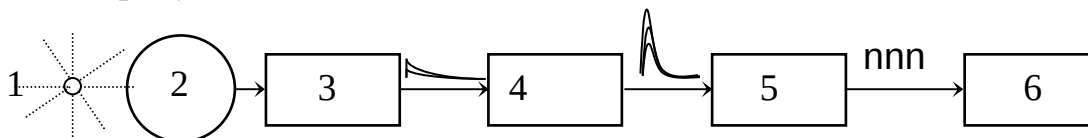


Рис. ПIV-1. Блок-схема спектрометра

1 – источник γ -излучений, 2 – детектор γ -излучений из сверхчистого германия (HPGe-детектор), 3 – предварительный усилитель (предусилитель), 4 – основной усилитель, 5 – амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), 6 – компьютер.

На выходе детектора возникают электрические заряды, величина которых пропорциональна энергии, **потерянной квантом в детекторе**. Для преобразования величины заряда в амплитуду напряжения, пропорциональную этой величине, используется предварительный усилитель, а для формирования сигналов по длительности и подавления шумов – основной усилитель. По амплитудному распределению сигналов на выходе усилительного тракта $P_a(u)$, где u – амплитуда сигнала, судят о спектре излучений.

Амплитудные распределения регистрируются и обрабатываются с помощью цифровой электронной техники, в частности, компьютеров. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на конечное число интервалов, обычно равных, каждому из которых присваивается порядковый номер. Эти интервалы принято называть **каналами**. Преобразование

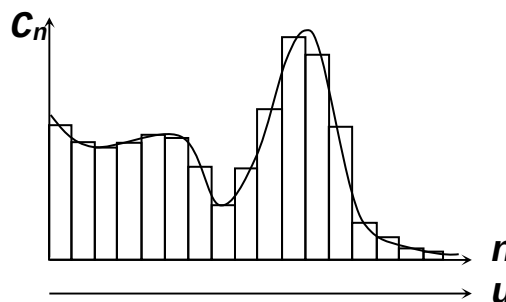


Рис. ПIV-2. Гистограмма амплитудного распределения.

аналоговых сигналов на выходе основного усилителя в цифровые коды, с которыми может работать компьютер, осуществляется амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП). АЦП измеряет амплитуду каждого импульса и определяет соответствующий ей номер канала. В компьютере суммируется число импульсов в каждом канале. Таким образом, непрерывное амплитудное распределение $P_a(u)$ представляется в виде дискретного распределения $C_n(n)$, где n – номер канала, а C_n – число отсчетов в канале. Другими словами, распределение представляется гистограммой (рис. ПIV-2). Такой метод регистрации амплитудного распределения получил название **«многоканальный амплитудный анализ»**.

Как правило, спектры γ -квантов имеют дискретный характер (линейчатые спектры). Однако, при регистрации амплитудного распределения, как сам детектор, так и электронная аппаратура, применяемая для передачи его сигналов, вносят свои искажения (шум). На рис. ПIV-3а показано распределение, состоящее из одной спектральной

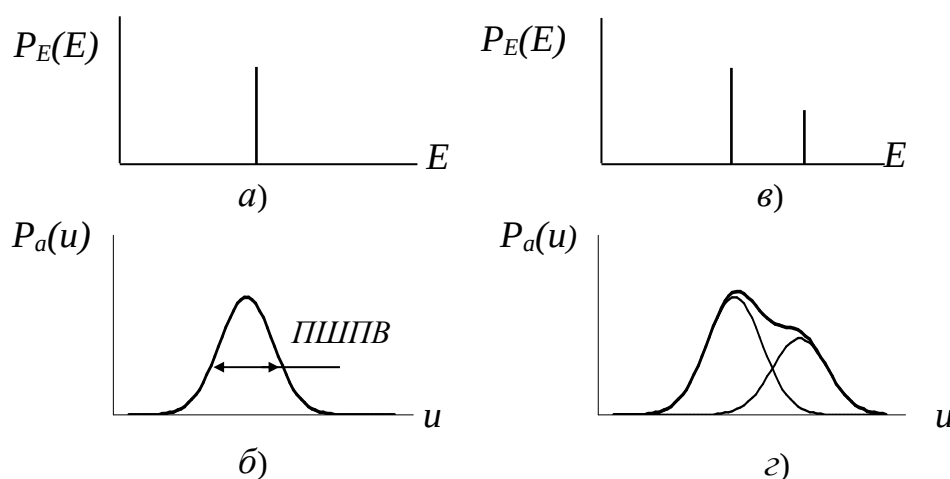


Рис.ПIV-3. Энергетический спектр и амплитудное распределение:

а) мономонхромный спектр (синглет), б) амплитудное распределение одиночной линии, в) две близкие линии (дублет), г) амплитудное распределение дублета.

линии, а на рисунке ПIV-3б – соответствующее ему распределение амплитуд на выходе спектрометра. Во многих случаях такое распределение описывается функцией Гаусса. Полная ширина пика этой функции на половине высоты (ПШПВ) является одной из важнейших характеристик спектрометра (англ. *fwhm* – *Full Width at Half Maximum*). ПШПВ, выраженная в энергетических единицах, например, в кэВ , называется **энергетическим разрешением**.

Энергетическое разрешение определяет, насколько близко могут находиться в спектре две линии, которые спектрометр позволяет

идентифицировать как разные. На рисунке ПIV-3в показан случай двух близко расположенных линий. Как видно из рисунка ПIV-3г, пики амплитудного распределения в этом случае частично перекрываются и идентификация линий по ним затруднена, а иногда и невозможна. В некоторых случаях, используя соответствующий математический аппарат, такие плохо разрешенные линии можно разделить.

В действительности, распределение амплитуд на выходе спектрометра описывается гораздо более сложной функциональной зависимостью. Эта зависимость называется **функцией отклика**. Ее характеристики определяются типом детектора, видом излучения и техническими данными измерительной аппаратуры.

Обычно соответствие между амплитудой сигнала и энергией излучения устанавливается путем измерения и обработки спектра с известными параметрами. Установление такого соответствия, $E=F(u)$, называется **градуировкой** (или калибровкой).

Выше мы предполагали, что между энергией, поглощенной детектором, и положением максимума пика в каналах существует линейная зависимость. В действительности так бывает далеко не всегда.

Во-первых, амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) может обрабатывать аналоговые сигналы только в ограниченном диапазоне. В частности, имеется порог, ниже которого амплитуды входных импульсов в номер канала не преобразуются. Это приводит к тому, что градуировочная линия должна быть представлена, по крайней мере, функцией $E=G_0+G_1 \times u$, где G_0 и G_1 – константы. Следовательно, градуировка может быть выполнена, если известны энергии не менее чем двух линий.

Во-вторых, амплитуды сигналов на выходе усилителя пропорциональны энергии лишь приблизительно и практически амплитудная характеристика отличается от прямой линии. Вклад в нелинейность, вносимый HPGe-детектором, мал и отклонение амплитудной характеристики от прямой определяется главным образом аналоговыми цепями электронной аппаратуры (предусилитель, основной усилитель, АЦП). При доступности для градуировки более двух пиков она может быть определена более сложной кривой для учёта нелинейности спектрометрического тракта.

Процессы измерения и регистрации импульсов требуют некоторого времени. Во-первых, длительность процесса преобразования амплитуды в код составляет $10 \div 100$ мкс и может зависеть от номера канала. Во-вторых, компьютер затрачивает какое-то время на прием и обработку сигналов от АЦП, причем это время четко не определено. Чтобы избежать искажения результата измерения, после поступления импульса вход АЦП закрывается на время, необходимое для обработки сигнала. Это время называется **мертвым**. Оно может иметь значение от микросекунд до десятков миллисекунд. В течение мертвого времени приход других

импульсов на вход АЦП не приводит к их регистрации. Время, в течение которого АЦП в полной готовности ждет прихода очередного импульса, называется **живым** временем.

Из-за мертвого времени возникает потеря информации – просчеты. Однако в данном случае мертвое время приводит лишь к уменьшению числа зарегистрированных в каждом канале импульсов и не отражается на форме полученного распределения. В самом деле, заблокированное состояние АЦП и появление в течение времени блокировки очередного импульса – события независимые. Поэтому число потерянных в каком-то канале импульсов пропорционально общему числу импульсов в этом канале. Это справедливо для всех каналов. Таким образом, наличие мертвого времени не искажает амплитудного распределения. Оно должно учитываться при абсолютных измерениях интенсивностей и при сравнении разных спектров. На практике потеря информации от просчетов учитывается путем измерения живого времени в процессе накопления данных [5,6].

Средняя частота поступления статистически распределенных во времени импульсов на вход спектрометрического тракта называется **загрузкой**

HPGe-детектор

Детектор γ -излучения из сверхчистого германия (HPGe-детектор) представляет собой полупроводниковый диод с р-п переходом, изготовленный, для увеличения объема чувствительной области, в коаксиальной (цилиндрической) геометрии. Коаксиальная геометрия детектора повышает эффективность регистрации γ -квантов. Выбор германия в качестве исходного материала для изготовления детектора связан с тем, что сечение взаимодействия γ -квантов сильно зависит от атомного номера вещества Z . Особенно сильно зависит от Z сечение фотоэффекта ($\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$). Большое значение Z у германия ($Z(\text{Ge}) = 32$) и определяет выбор этого материала.

Эффективность регистрации γ -квантов сильно зависит от их энергии и должна учитываться при расчёте интенсивности гамма-линий. Чаще всего эффективность измеряется экспериментально по источникам γ -излучений с известными значениями активности и интенсивности линий γ -излучения. Эффективность регистрации является одной из технических характеристик детектора, поэтому энергетическая зависимость эффективности может быть построена однажды, и использоваться в дальнейших измерениях. Типичная характеристика эффективности HPGe-детекторов, используемых в данной работе, приведена на рисунке ПИВ-4.

Германиевые детекторы необходимо эксплуатировать при низкой температуре. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны E_g германия не велика (0,66 эВ) и вероятность тепловой генерации неосновных носителей заряда ($\sim e^{-E_g/(kT)}$) высока. Вследствие этого при комнатной температуре токи утечки недопустимо велики, что приводит к значительному увеличению шума в спектрометрическом тракте. Поэтому конструкция детектора такова, что позволяет охлаждать его с помощью жидкого азота (с этой же целью головной каскад предусилителя размещён непосредственно на детекторе). Подавать напряжение смещения на неохлажденный детектор нельзя – это приведёт к его необратимому выходу из строя! В некоторых случаях такое охлаждение требуется и для хранения детекторов.

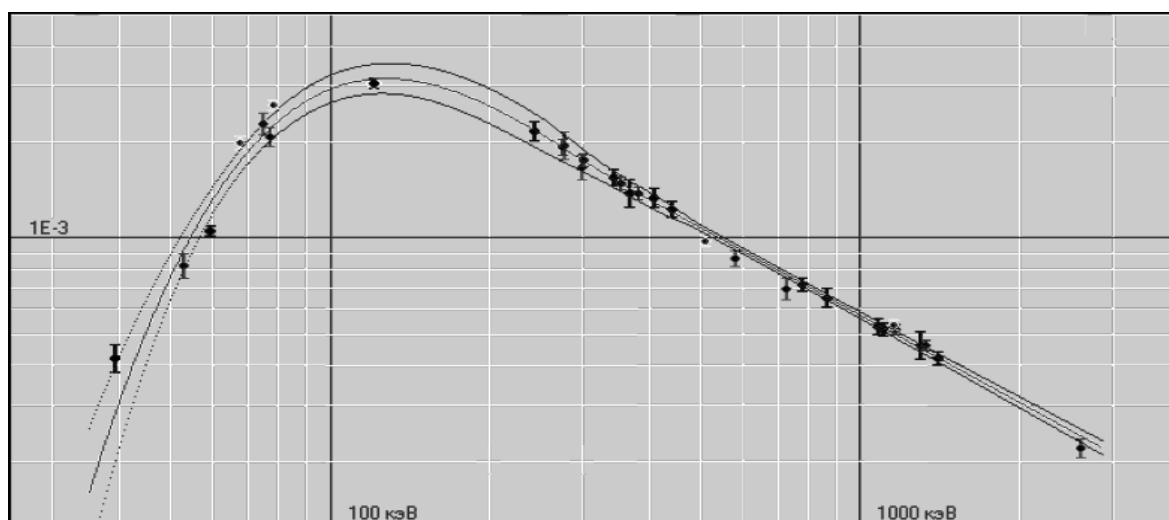


Рис. ПIV-4. Эффективность регистрации HPGe-детектора

ПРИЛОЖЕНИЕ V

Технические средства рабочей установки

В данной лабораторной работе используется спектрометрический комплекс, предназначенный для профессионального применения в научной и производственной сферах, связанных с прецизионным измерением γ -спектров. Комплекс позволяет регистрировать амплитудные распределения сигналов от HPGe-детекторов, градуировать спектрометр, определять энергии γ -линий, идентифицировать излучающие изотопы, определять активность источников и др.

1. Блок детектирования и спектрометрическое устройство

Детектор из сверхчистого германия находится в вакуумной полости криостата; непосредственно около него помещен головной каскад зарядочувствительного предусилителя, основная секция которого установлена на корпусе криостата. Энергетическое разрешение блока детектирования для энергии 122 кэВ составляет 1,0 кэВ, для энергии 1,33 МэВ – 1,85 кэВ (это энергии гамма-квантов для источников ^{57}Co и ^{60}Co соответственно – они часто используются для оценки энергетического разрешения германиевых детекторов). Оптимальная постоянная времени формирования – 6 мкс (для повышенных нагрузок – 2 мкс). Диапазон измерения энергий γ -излучения – $40 \div 10000$ кэВ. Интегральная нелинейность функции преобразования – не более 0,03%.

Спектрометрическое устройство (блоки питания, основной усилитель и АЦП) имеет следующие характеристики:

- Интегральная нелинейность – не более 0,05%.
- Максимальная нагрузка – 10^5 имп/с.
- Тип АЦП – Вилкинсон, частота кодовой серии – 100 МГц, память – автономная, число каналов – 8192, емкость канала – 16777215, связь с компьютером – по последовательному каналу USB.
- Время установления рабочего режима – 30 мин.

Обращаем внимание на то, что АЦП имеет собственное запоминающее устройство и выполняет функции компьютера по регистрации и временному хранению данных. В процессе регистрации данных они передаются в основной компьютер один раз в секунду. Накопление данных может происходить даже тогда, когда компьютер занят другой работой (или даже выключен).

2. Программное обеспечение

Спектрометрическая система использует программное обеспечение SpectraLineGP (создано компанией LSRM). Оно позволяет управлять спектрометром, хранить и представлять экспериментальные данные в графической и числовой форме, выполнять математическую обработку данных, включая градуировку по энергии и калибровку по эффективности, идентифицировать изотопы и рассчитывать активности источников γ -излучения. Имеются встроенные библиотеки, содержащие сведения о γ -излучениях изотопов, и паспорта стандартных радиоактивных источников (ОСГИ). Эти библиотеки используются в процедурах идентификации нуклидов и расчетов их активности.

Совокупность типа и технических характеристик используемого спектрометра, а также алгоритмов обработки исходных данных называется *конфигурацией*. Программа SpectraLineGP может работать с разными конфигурациями; в данной задаче установлена одна конфигурация, которая имеет имя SNP и предназначена для работы с гамма-

спектрометром с HPGe-детектором. Настройка конфигурации сложна и требует много времени, поэтому во время выполнения задачи изменять её параметры не следует.

На главном окне экрана монитора отображается гистограмма амплитудного распределения. Здесь же имеется маркер в виде вертикальной линии, указывающий на выбранный канал. Под гистограммным окном показаны текущие значения времени набора данных и загрузки, а также значение параметров канала с маркером: номер канала, энергия, соответствующая этому каналу и число отсчетов в канале. На экране может быть отображено несколько гистограмм: одна из них отображает текущее содержимое автономной памяти АЦП (окно анализатора), а другие отображают амплитудные распределения, ранее сохранённые в файлах (гистограммы из памяти АЦП и считанные из файлов различаются цветом).

Управление спектрометром осуществляется программным путем с помощью мыши и пиктограмм на экране монитора. Над главным окном расположены системное меню и ряд пиктограмм, предназначенных для управления спектрометром и обработкой экспериментальных данных – «Пульт управления» (рис. V-1).

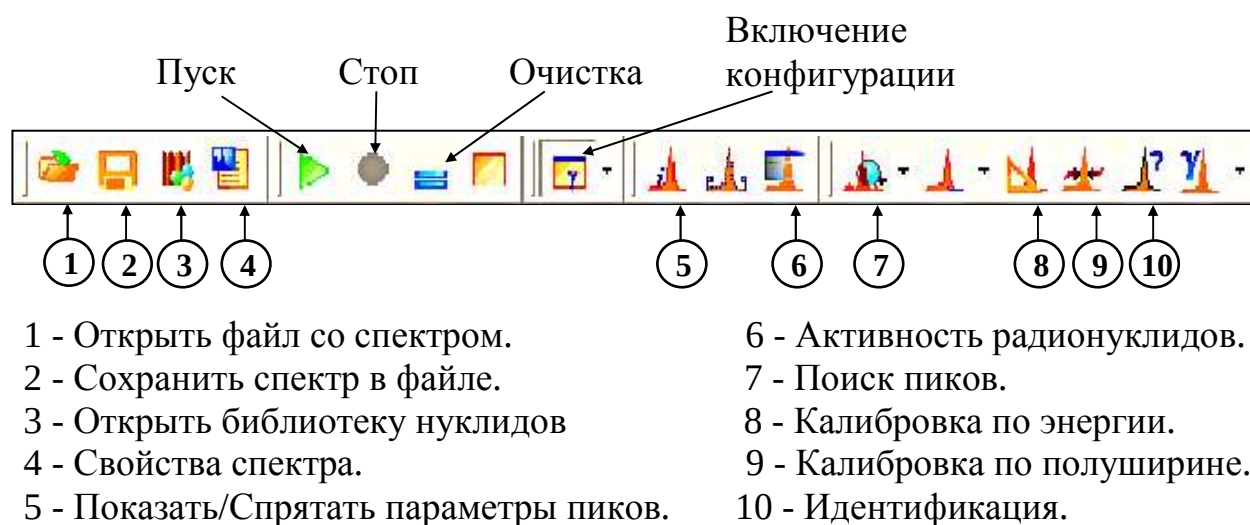


Рис.V-1. Пульт управления

1) Управление накоплением данных

Сразу после запуска программы (или после закрытия окна анализатора) кнопки управления анализатором «Пуск», «Стоп» и «Очистка» не активны. Для их активизации нужно щёлкнуть значок «Включение конфигурации».

Обратите внимание: имя файла, в котором будет сохранён набранный спектр, задаётся до начала набора данных; в дальнейшем его изменять не следует.

Пиктограмма **«Пуск»** запускает набор данных. При щелчке на ней появляется таблица с характеристиками исследуемого образца. В окошке в левом верхнем углу таблицы нужно ввести имя распределения (без расширения), которое будет набираться (содержание других окошек не изменять) и щёлкнуть **«Ок»**. После этого появится контекстное меню, с помощью которого необходимо указать способ отсчёта времени накопления данных. Если выбраны режимы **«По реальному времени»** или **«По живому времени»**, то нужно задать время набора (реальное время – это мертвое время + живое время).

Пиктограмма **«Стоп»** останавливает набор данных.

Пиктограмма **«Очистка»** стирает данные в автономной памяти АЦП. Будьте внимательны, при щелчке на этом значке данные в памяти АЦП сбрасываются немедленно (программа не переспрашивает).

2) Сохранение экспериментальных данных – «Сохранить спектр»

Как уже сказано, имя файла задаётся перед запуском набора данных. В открывшемся окне в строке **«Имя файла»** следует убрать не предусмотренное добавление (это может быть указание на тип геометрии источника). Обращаем внимание, что если файл записывается заново (после набора данных, а не считанный с диска), то он записывается вместе с текущей (системной) градуировкой. Все данные следует записывать в директорию «по умолчанию», иначе они могут быть потеряны и даже нарушена настройка конфигурации!

3) Считывание экспериментальных данных из файла – «Открыть спектр»

В открывшемся окне **«Открыть спектр»** выбрать файл и открыть его. Считанное амплитудное распределение будет выведено в «свое» окно. Таких окон может быть много. Для удобства дальнейших действий нужное окно можно развернуть. Обращаем внимание, что файл будет считан вместе с ранее записанной в нем градуировкой.

4) «Поиск пиков»

Обнаружение имеющихся в распределении пиков выполняется программой по команде **«Поиск пиков»**. При этом вычисляются все необходимые параметры: энергия, площадь, разрешение и др.

Положение максимума найденного пика отмечается вертикальной линией, а окрестности пика, которые участвовали в обработке, – цветом.

При автоматическом поиске могут быть обнаружены пики, которые экспериментатора заведомо не интересуют. Чтобы исключить эти пики из процесса обработки нужно установить маркер (вертикальная линия) вблизи максимума предполагаемого пика, щелкнуть правой кнопкой мыши и в открывшемся контекстном меню щелкнуть надписи: «Пик\Удалить», а для отмены выделения всех пиков – «Пик\Удалить все» (разумеется, исходные данные останутся неизменными). Более детальную информацию о пиках можно получить, щёлкнув значок «Показать/Спрятать параметры пиков».

5) Градуировка спектрометра по энергии – «Калибровка по энергии»

Какая-то градуировка спектрометра в системе всегда имеется – она остается от предыдущих пользователей. Поэтому, до выполнения своей градуировки, показания спектрометра следует считать неверными.

Рекомендуется выполнять **следующий порядок градуировки**.

1) Зарегистрировать калибровочное распределение под именем «Calibr» (**это важно!**). До завершения процедур калибровок (по энергии и по ПШПВ) не сохранять его в файле.

2) Выполнить поиск пиков.

3) Щелкнуть значок «Калибровка по энергии». По этой команде открывается таблица, в первых двух колонках которой приведены параметры пиков, вычисленные по предыдущей градуировке («Канал», «Е(спектр), кэВ»). В колонку «Е(библ.), кэВ» следует ввести адекватные значения энергий из библиотеки радионуклидов. Это можно сделать вручную (с клавиатуры) или, щёлкнув по значку «Открыть библиотеку нуклидов», путём перетаскивания мышью значений из открывшейся таблицы «Библиотека». Указывать пики, предназначенные для градуировки, удобно по гистограмме (по щелчку мышью на пике высвечивается соответствующая строка в таблице).

4) После ввода двух значений откроется график, на котором, по мере ввода следующих данных, будут появляться соответствующие точки. Чтобы окна градуировки и библиотеки не закрывали друг друга их можно передвинуть.

5) После ввода всех точек закрыть библиотеку, если она была открыта, и щёлкнуть кнопку «Калибровать». В крайней правой колонке таблицы появятся значения энергий, вычисленных по новой градуировке. Под графиком появятся две альтернативные радиокнопки: «Показать данные» и «Показать нелинейность». Активизировав вторую кнопку можно оценить характер погрешностей калибровки.

6) Руководствуясь значением «Хи-квадрат» и графиком нелинейности выбрать степень полинома (практически выбирать степень полинома выше 2 не целесообразно).

7) Щёлкнуть «Сохранить в файл\Сохранить».

8) Щёлкнуть «Применить\Ok».

9) Щёлкнуть «Заккрыть» (в окне градуировки).

После этого можно переходить к калибровке по полуширине.

6) Калибровка по полуширине пика

Сразу после калибровки по энергии выполнить следующее.

1) Щелкнуть значок «Калибровка по полуширине». Исходя из данных открывшейся таблицы, в левом нижнем углу ввести значение максимальной погрешности для значимых пиков (тех, которые участвовали в градуировке по энергии) и активизировать его, поставив «галочку» в окошке слева от надписи «Погрешность».

2) Щелкнуть «Рассчитать» и подобрать степень полинома.

3) Щелкнуть «Сохранить в файл \ Сохранить».

4) Щелкнуть «Применить к спектрам \ Ok ».

5) Сохранить калибровочный спектр (на предупреждение о существовании такого файла ответить согласием на замену).

7) Регистрация фона

При расчете эффективности регистрации и активности изотопа автоматически учитывается радиационный фон помещения, в котором находится спектрометр. Поэтому, перед выполнением этих операций необходимо под именем «Фон» (**это важно!**) зарегистрировать фоновое распределение в течение времени ~10 минут, выполнить поиск пиков и сохранить его (на предупреждение о существовании такого файла ответить согласием на замену).

8) Идентификация изотопов и расчет активности – «Идентификация»

Идентификация излучающих изотопов и расчет активности данных радионуклидов выполняются щелчком на пиктограмме «Идентификация» после процедуры «Поиск пиков». Над пиками появляются названия изотопов, которым эти пики соответствуют. Более детальную информацию можно получить, щёлкнув на значке «Активность радионуклидов» (в открывшемся окне можно развернуть строчку «Общий отчёт», выбрать «...отчёт общий.fr3» и щёлкнуть «Отчёт»).

ПРИЛОЖЕНИЕ VI

Программа «Доплер»

Окончательная математическая обработка результатов измерений – вычисление (подбор по χ^2) значения ξ – выполняется с помощью программы «Доплер». Эта программа работает только с файлами типа *.txt, поэтому при записи спектра в программе **SpectraLineGP** необходимо дополнительно записывать данные процедурой «Файл\Экспорт\Записать как текст». Кроме того, следует иметь в виду, что программа «Доплер» использует текущую (системную) градуировку, поэтому пользоваться ею нужно непосредственно после завершения измерений.

В программе «Доплер», после считывания файла данных, следует увеличить масштаб гистограммы для части спектра, подлежащей обработке; затем установить маркеры с таким расчётом, чтобы слева и справа от уширенной линии было несколько точек, определяющих линейный фон и перейти в окно «Аппроксимация». В этом окне отметить точки «начала» и «конца» уширенного распределения – при этом будет вычислен и отображён на графике линейный фон распределения. Затем следует ввести в специальные окна значения параметров, необходимые для расчёта и подать команду «Аппроксимация». Для возврата в окно исходных данных нужно стандартным (×) способом закрыть окно «Аппроксимация».

Для заметок

Учебное пособие
Лабораторная работа № 42.

Определение времени жизни первого возбужденного уровня ядра ${}^7\text{Li}$ по
доплеровскому уширению гамма-линии

Еременко Дмитрий Олегович, Кузаков Константин Алексеевич,
Платонов Сергей Юрьевич, Сомиков Анатолий Васильевич

Подписано в печать 6.06.2018
Формат А5, объем 4 уч. изд. листа. Тираж 50 экз.

Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр. 2.

Отпечатано в отделе оперативной печати Физического Факультета
МГУ им. М.В. Ломоносова