

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{181}Ta МЕТОДОМ γ - γ -СОВПАДЕНИЙ

I. Введение

Важные сведения о характере взаимодействия нуклонов в ядре дает изучение возбужденных состояний ядер. Общим свойством всех возбужденных состояний ядра является их квазистационарность, связанная с возможностью распада в другое, энергетически более выгодное состояние.

Задачей экспериментального изучения возбужденных состояний ядра является определение энергии возбуждения, времени жизни, спина и других характеристик.

Одним из методов получения ядер в возбужденном состоянии является β -распад, в котором конечное ядро, как правило, образуется в основном или возбужденном состояниях. Возбуждение обычно снимается путем испускания гамма-квантов или электронов внутренней конверсии. Исследуя β -спектры, спектры γ -квантов и электронов внутренней конверсии можно получить сведения об уровнях ядер.

Гамма-излучение характеризуется *мультипольностью* и *типом излучения*. Мультипольное излучение порядка L (обычно его обозначают как 2^L -польное, $L = 1$ соответствует дипольному, $L = 2$ – квадрупольному, $L = 3$ – октупольному излучению и т.д.; излучения с $L = 0$ не существует из-за поперечности электромагнитных волн) уносит момент количества движения $L\hbar$.

Проекция L_z момента количества движения L на ось квантования z , может принимать значения $M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$.

Правила отбора при γ -излучении связаны с выполнением законов сохранения *момента количества движения* и *четности*. Величина L и его проекция L_z при переходе ядра из состояния с моментом количества движения (спином) I_i в состояние со спином I_f подчиняются правилам отбора:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (1)$$

и

$$M = M_i - M_f \quad (2)$$

где M_i и M_f – проекции моментов начального и конечного состояний ядра на ось z .

Гамма-кванты различной мультипольности возникают в результате различных «колебаний» ядерной жидкости: *электрических* и *магнитных*. Процессы первого типа обусловлены перераспределением электрических зарядов в ядре, процессы второго типа – перераспределением спиновых и орбитальных магнитных моментов. *Тип излучения* для данной мультипольности, электрический (EL) или магнитный (ML), определяется законом сохранения четности волновой функции. Для электрических переходов:

$$\pi_{\text{кванта}} = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i\pi_f = (-1)^L \quad (3)$$

и для магнитных переходов:

$$\pi_{\text{кванта}} = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i\pi_f = (-1)^{L+1} \quad (4)$$

Здесь π_i и π_f соответственно четности начального и конечного состояний ядра. Если $\Delta\pi = +1$, то начальное и конечное состояния ядра имеют одну и ту же четность (переход без изменения четности), $\Delta\pi = -1$ соответствует изменению четности. В ряде случаев радиационный переход между состояниями с моментами I_i и I_f не соответствует чистому мультипольному излучению порядка $L = |I_i - I_f|$, а имеет место суперпозиция излучений двух мультипольностей: наименьшей $L = |I_i - I_f|$ и следующего порядка $L = |I_i - I_f| + 1$. В соответствии с правилами отбора эти излучения должны относиться к разным типам. В зависимости от изменения четности при переходе возможна смесь излучений либо $ML + E(L + 1)$, либо $EL + M(L + 1)$.

Энергетические спектры излучений измеряются спектрометрами различных типов. Однако даже при использовании спектрометров с хорошим разрешением точность определения энергии излучений такова, что при большом количестве линий в спектре однозначные выводы о схеме уровней часто сделать практически невозможно. В этом случае для нахождения уровней и способа их распада необходимы дополнительные экспериментальные данные, полученные из независимых исследований. Во многих случаях эти данные могут быть получены с помощью метода совпадений [1, 2, 3].

2. Метод совпадений.

Метод совпадений или более общий метод – метод измерения временных интервалов, широко применяется в различных областях экспериментальной физики.

Рассмотрим метод совпадений, причем, ограничимся рассмотрением только двойных совпадений. В этом случае основным электронным элементом экспериментальной установки является *схема совпадений* (СС) – устройство, имеющее два входа и один выход. На выходе СС импульс появляется только в том случае, когда на оба входа СС поступают импульсы тока или напряжения одновременно – с точностью до некоторой величины τ_p , называемой *разрешающим временем*. Другими словами, если два входных импульса приходят с временным сдвигом, меньшим τ_p , на выходе СС появляется импульс.

Величина разрешающего времени определяется как параметрами самой схемы совпадений, так и, во многих случаях, характеристиками используемых в эксперименте детекторов. Дело в том, что время появления импульса после совершения события (например, испускание ядром γ -кванта) не является величиной постоянной, а испытывает статистические флуктуации. Следовательно, если разрешающее время схемы совпадений будет меньше, чем эти временные флуктуации, то часть событий, совпадающих во времени, не будет зарегистрирована как *совпадающие*.

При измерениях в наносекундном диапазоне важно иметь в виду, что времена прихода сигнала на входе СС могут быть различными. Для того чтобы сделать эти времена равными в одну из входных цепей включают линию задержки. Очевидно, что, если время задержки в одной из цепей (каналов) будет больше, чем в другой на величину большую τ_p , то на выходе СС не будет импульсов, соответствующих одновременным импульсам. В этом случае на выходе СС будут лишь сигналы от импульсов случайно попавших в интервал τ_p (рис. 1).

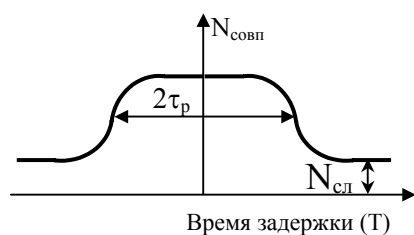


Рис.1. Зависимость числа совпадений от величины задержки.

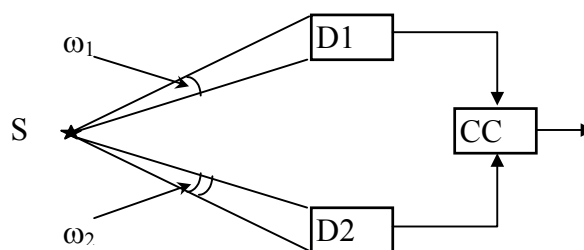


Рис.2. Схема установки двойных совпадений: S – радиоактивный источник, D1 и D2 – детекторы, СС –

Получим некоторые соотношения, важные при регистрации совпадений для случая, когда радиоактивный источник содержит ядра, распадающиеся лишь с испусканием двух частиц (γ -квантов)

при каждом распаде. В этом случае нужны два детектора и СС (см. рис. 2). Если детектор D_1 регистрирует с эффективностью ε_1 излучение 1, испускаемое в телесном угле ω_1 , а детектор D_2 регистрирует с эффективностью ε_2 излучение 2 в телесном угле ω_2 , то числа частиц N_1 и N_2 , зарегистрированные детекторами D_1 и D_2 , будут соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N_0 \omega_1 \varepsilon_1 \\ N_2 &= N_0 \omega_2 \varepsilon_2 \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где N_0 - число распадов в единицу времени (активность).

Эти соотношения очевидны, если обратить внимание на то, что $\omega_1 \varepsilon_1$ (и соответственно $\omega_2 \varepsilon_2$) - есть *вероятность регистрации* излучения 1 (или соответственно 2). Число совпадений $N_{1,2}$ в единицу времени (для изотропных угловых распределений) будет равно^{*)}

$$N_{1,2} = N_0 \omega_1 \varepsilon_1 \omega_2 \varepsilon_2. \quad (2)$$

Это соотношение имеет простой смысл. Совпадение – сложное событие, вероятность которого есть произведение вероятностей двух событий: регистрации γ -кванта счетчиком D_1 – ($\omega_1 \varepsilon_1$) и регистрации γ -кванта счетчиком D_2 – ($\omega_2 \varepsilon_2$). Вероятность *случайного* попадания двух импульсов в интервале τ_p может быть найдена из соотношения:

$$N_{сл} = 2\tau_p N_1 N_2. \quad (3)$$

В эксперименте всегда измеряется полное число совпадений

$$N_{полн} = N_{1,2} + N_{сл}$$

Для уменьшения погрешности измерения числа истинных совпадений $N_{1,2}$ желательно, чтобы доля $N_{сл}$ и $N_{полн}$ была не очень велика. Используя формулы (2) и (3), найдем отношение числа истинных к числу случайных совпадений

$$\frac{N_{1,2}}{N_{сл}} = \frac{N_0 \omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\tau_p N_0^2 \omega_1 \varepsilon_1 \omega_2 \varepsilon_2} = \frac{1}{2\tau_p N_0}. \quad (4)$$

Видно, что при заданном отношении $N_{1,2}/N_{сл}$ максимальное значение N_0 определяется *разрешающим временем* схемы совпадений τ_p .

^{*)} При регистрации совпадений каскадных излучений в формулу (2) в качестве множителя входит функция угловой корреляции $W(\theta)$.

Существует несколько *методов определения числа случайных совпадений*. Наиболее часто используются два метода.

Первый метод состоит в том, что в один из каналов схемы совпадений вводится достаточно большая временная задержка ($t_3 > \tau_p$). Если в отсутствие задержки мы измеряем $N_{1,2} + N_{сл}$, то при введенной задержке истинных совпадений не будет, и мы будем измерять лишь $N_{сл}$ (см. рис. 1). Разность этих величин дает число истинных совпадений. Однако использование этого метода предполагает проведение *многократных измерений*, что не всегда удобно.

Второй метод состоит в вычислении числа случайных совпадений по формуле (3). Применение второго метода требует точного знания разрешающего времени. Кроме этого, необходимо, чтобы разрешающее время не зависело от энергии регистрируемых частиц.

И тот и другой методы требуют, чтобы разрешающее время оставалось *постоянным* во время эксперимента, причем, чем больше доля случайных совпадений, тем требования к постоянству разрешающего времени выше.

Кроме *истинных* и *случайных* совпадений могут регистрироваться совпадения, которые можно назвать *фоновыми*. Фоновыми мы называем истинные совпадения, не связанные с изучаемым процессом. Например, при регистрации γ - γ -совпадений квант γ_1 попадает в детектор D_1 и регистрируется в результате эффекта Комптона, а рассеянный квант попадает в детектор D_2 . Если счетчики расположены близко, то вероятность такого эффекта может быть велика. Фоновые совпадения возникают также, если гамма-кванты с энергией $E_\gamma > 1,022$ МэВ (порог образования пар) регистрируются первым детектором, а испускаемые в результате аннигиляции позитрона - вторым. Роль таких совпадений может быть уменьшена путем *увеличения расстояния между детекторами*.

Как правило, радиоактивный источник или мишень, облучаемая пучком заряженных частиц, квантов, нейтронов и т.п., испускают вторичные излучения разных типов и энергий. В этом случае для реализации метода совпадений должны использоваться дополнительные средства отбора частиц определенного сорта и определенной энергии. Например, для изучения сложных спектров γ -квантов при наличии γ - γ -совпадения необходимо использовать спектрометры, позволяющие выделять γ -кванты определенной энергии. В этих случаях могут использоваться NaI(Tl), Ge(Li) детекторы, имеющие высокую эффективность регистрации и

хорошее энергетическое разрешение. Причем измеряются, как правило, не число совпадений квантов с определенными энергиями, а целый энергетический спектр совпадений с разными временными сдвигами, или даже некоторое двумерное распределение $N_{совн}(E_1, E_2)$.

В ядрах с $A > 100$ *характеристическое рентгеновское излучение* имеет энергию, сравнимую с энергией ядерных γ -квантов и поэтому может быть зарегистрировано вместе с ядерным γ -излучением.

Как известно, наряду с испусканием γ -квантов при высвечивании возбужденных состояний ядра происходит процесс внутренней конверсии. Так как в результате внутренней конверсии образуется дырка (вакансия) в атомной оболочке (чаще всего в К-оболочке), то при заполнении этой вакансии атом испускает характеристическое рентгеновское излучение. Так как процесс перестройки атомной оболочки происходит за время существенно меньшее, чем разрешающее время схемы совпадений, то рентгеновское излучение и γ -кванты будут давать совпадения.

3. β - γ - и γ - γ -совпадения

Принцип метода совпадений состоит в регистрации одновременного испускания излучений, в общем случае разных энергий и различных типов. Этот метод применяется как при изучении ядер, претерпевающих радиоактивный распад, так и при исследовании излучений, сопровождающих ядерные реакции. Например, часто изучаются совпадения β -электронов и γ -квантов (β - γ), электронов внутренней конверсии и γ -квантов (e^- - γ), тяжелых заряженных частиц и γ -квантов, двух γ -квантов (γ - γ -совпадения) и т.д. Таким образом, если испускаются различные частицы разных энергий, то каждый детектор должен быть чувствителен лишь к частицам определенного типа и необходим какой-либо вид анализа по энергиям.

Метод изучения β - γ -совпадений широко применяется для выделения из всего спектра электронов парциальных β -спектров. Каждый парциальный спектр соответствует β -распаду на какой-либо уровень дочернего ядра, который затем высвечивается чаще всего с испусканием γ -квантов. Поэтому, измеряя спектры совпадений с γ -квантами, можно выделить парциальные β -спектры.

Например (см. рис. 3), γ -кванты, испускаемые при распаде уровня с энергией E_3 , дадут совпадения только с электронами парциального β -спектра, имеющего верхнюю границу E_{β} , но не с другими электронами. Электроны β -распада в основное состояние вообще не дают совпадений

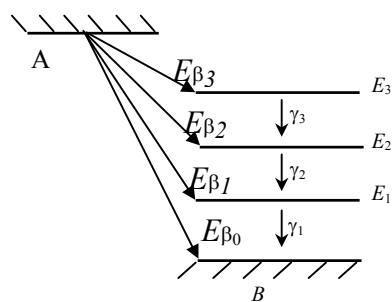


Рис. 3. β -распад ядра A в ядро B с несколькими парциальными β -спектрами.

Для решения многих задач ядерной физики широкое распространение получил метод γ - γ -совпадений. Этот метод, в частности,

позволяет установить наличие каскадов, т.е. найти переходы, следующие один за другим. Например, если в спектре присутствуют две γ -линии γ_1 и γ_2 , то метод позволяет сделать выбор между двумя способами высвечивания ядра (рис. 4).

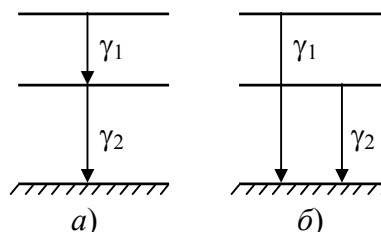


Рис. 4. Возможные способы высвечивания ядра:

а) γ_1 и γ_2 в каскаде, б) каскада γ_1 - γ_2 нет.

Иногда удается кроме установления наличия γ - γ -каскада определить порядок испускания γ -квантов в каскаде.

В общем случае число γ -переходов на промежуточный уровень не равно числу переходов с промежуточного уровня из-за наличия дополнительных переходов, а также из-за внутренней конверсии переходов. Измерение числа совпадений и интенсивностей соответствующих групп γ -квантов (при одновременном знании коэффициентов конверсии) позволяет установить последовательность испускания γ -квантов. Кроме этого возможно оценить коэффициенты внутренней конверсии некоторых γ -переходов. Коэффициенты внутренней конверсии также могут быть найдены из измерений совпадений с характеристическими рентгеновскими линиями [3]. Методом γ - γ -совпадений можно измерить времена жизни возбужденных состояний, применяя так называемый метод запаздывающих совпадений (см. описание к задаче № 20 «Измерение времени жизни возбужденного состояния $^{181}_{73}\text{Ta}$ методом запаздывающих совпадений»).

Изучение корреляции направлений излучения γ -квантов требует также применения метода γ - γ -совпадений. Измерение

пространственных корреляций осуществляется как при изучении ядерных реакций, так и при радиоактивных распадах.

Метод совпадений с успехом может быть применен для измерения абсолютных активностей радиоактивных источников. Можно показать из основных соотношений метода совпадений, что измерение числа отсчетов в каждом канале схемы совпадений, позволяет определить абсолютное значение эффективности регистрации излучений, и тем самым найти абсолютное значение активности.

В данной задаче метод γ - γ -совпадений применен для исследования схемы возбужденных уровней ядра, образующегося в результате β -распада.

5. Методика эксперимента и схема установки для измерения γ - γ -совпадений

Для реализации метода необходимо иметь два спектрометра γ -излучения и схему совпадений. Спектрометры регистрируют амплитудные распределения γ -квантов и позволяют выделять γ -линии определенной энергии, а схема совпадений устанавливает одновременность испускания гамма-квантов.

Напомним кратко основные характеристики γ -спектрометра. *Гамма-спектрометр* представляет собой сочетание сцинтилляционного детектора γ -квантов с многоканальным амплитудным анализатором. В результате процессов взаимодействия γ -излучения с веществом фосфора, последующего высвечивания света и регистрации его фотоэлектронным умножителем, амплитудное распределение импульсов на выходе фотоумножителя повторяет энергетический спектр γ -квантов, поглощенных кристаллом. При энергиях ниже порога образования пар амплитудное распределение состоит из непрерывной части, обусловленной эффектом Комптона, и пика полного поглощения (рис. 5).

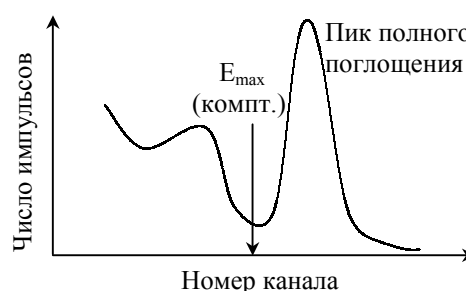


Рис. 5. Амплитудное распределение импульсов спектрометра γ -излучения.

С уменьшением энергии γ -квантов роль эффекта Комптона уменьшается.

Относительное энергетическое разрешение спектрометра с NaI(Tl) обычно имеет величину 8–10 % для $E_\gamma=662$ кэВ (радиоактивный источник $^{137}_{55}\text{Cs}$). Его величина зависит от энергии γ -квантов примерно как $1/\sqrt{E_\gamma}$.

В данной задаче используются кристаллы NaI(Tl) диаметром 30 мм и высотой 20 мм в сочетании с фотоумножителями ФЭУ-13. Детекторы установлены на платформе, позволяющей подбирать оптимальное расстояние до источника γ -квантов.

Функциональная схема измерительной установки представлена на рис. 6. На ней стрелками показано направление передачи сигналов. Источник γ -излучений расположен между двумя сцинтилляционными γ -детекторами, состоящими из фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) с кристаллами NaI(Tl).

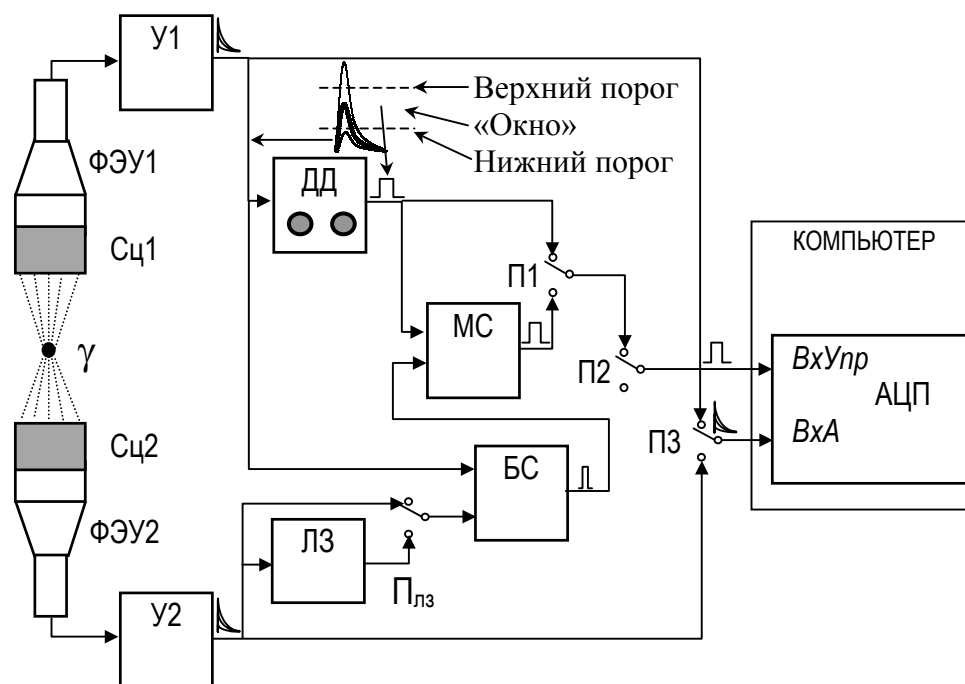


Рис. 6. Функциональная схема спектрометра

На этой схеме приняты следующие обозначения:

γ – источник γ -излучений;

Сц1 и **Сц2** – сцинтилляторы NaI(Tl);

ФЭУ1 и **ФЭУ2** – фотоэлектронные умножители (ФЭУ-13);

У1 и **У2** – линейные усилители 1-го и 2-го спектрометрических трактов;

ДД – дифференциальный дискриминатор (выделяет импульсы, амплитуда которых лежит в заданном «окне» амплитуд);

БС – «быстрая» схема совпадений (фиксирует совпадение по времени импульсов с обоих детекторов во всем измеряемом диапазоне энергий с разрешающим временем $\sim 10^{-7}$ секунды);

ЛЗ – линия задержки (задерживает сигнал в тракте 2 на время много большее разрешающего времени БС);

Плз – переключатель линии задержки (вверх – без задержки);

МС – «медленная» схема совпадений (фиксирует совпадение по времени сигналов в заданном энергетическом окне и сигналов от БС);

АЦП – амплитудно-цифровой преобразователь.

П1 – переключатель сигналов управления АЦП: вверх – управление сигналом от ДД, вниз – управление сигналом от МС;

П2 – переключатель режимов работы АЦП: вверх – режим с управлением (регистрация амплитудного распределения совпадений), вниз – режим без управления (регистрация одиночного распределения);

ПЗ – переключатель спектрометрических трактов: вверх – регистрация амплитудного распределения сигналов от У1, вниз – регистрация амплитудного распределения сигналов от У2;

ВхУпр – вход управляющих сигналов АЦП;

ВхА – вход анализируемых сигналов;

Здесь мы используем вариант так называемой *схемы быстро-медленных совпадений*. Наша задача – получить спектр излучений, совпадающий по времени с некоторым выбранным γ -переходом. Кроме установления совпадений по времени необходимо выполнять отбор по энергии. В быстро-медленной схеме эти функции выполняются различными цепями.

Первая цепь производит отбор квантов по энергии (на схеме рис. 6 – дискриминатор ДД). Например, ДД настраивается так, что на выходе его появляется стандартный сигнал, если первым детектором (Сц1+ФЭУ1) зарегистрирован импульс, соответствующий фотопику какой-либо γ -линии.

Другая цепь устанавливает сам факт одновременности вылета двух квантов с применением так называемой быстрой схемы совпадений (БС); в данном случае она имеет разрешающее время $\tau_p = 10^{-7}$ с (предполагается, что среднее время жизни τ промежуточного уровня $\gamma\gamma$ -каскада много меньше разрешающего времени схемы совпадений τ_p).

После выполнения этих функций с помощью медленной схемы совпадений (МС) окончательно производится отбор по обоим признакам. Многоканальный анализатор (АЦП+Компьютер) работает в режиме совпадений, причем управляющим является выходной сигнал медленной схемы совпадений; измерение амплитуды и регистрация импульса происходит только при наличии этого сигнала.

В цепь быстрой схемы совпадений может быть включена линия задержки (ЛЗ), которая обеспечивает задержку сигнала на время, много большее разрешающего времени. Это дает возможность регистрировать распределение случайных совпадений.

Упражнения

- 1) Ознакомиться с установкой и инструкцией к работе.
- 2) Найти каскадные γ -переходы в ядре ^{181}Ta , образующемся при β -распаде $^{181}_{72}\text{Hf}$ ($T_{1/2}=47$ дн.). Для этого необходимо:
 - а) измерить амплитудные распределения (одиночные) импульсов в каждом из спектрометрических трактов;
 - б) идентифицировать в измеренных спектрах пики полного поглощения, используя литературные данные об энергиях γ -переходов в ^{181}Ta (полученных из измерений с высоким разрешением):
 $E_{\gamma_1} = 133,02$ кэВ, $E_{\gamma_2} = 136,25$ кэВ, $E_{\gamma_3} = 345,8$ кэВ, $E_{\gamma_4} = 432$ кэВ, $E_{\gamma_5} = 615$ кэВ (слабая линия); учесть, что в спектре присутствуют линии рентгеновского излучения;
 - в) настроить окна дифференциального дискриминатора поочередно на все пики полного поглощения и зарегистрировать спектры совпадений;
 - г) включая линию задержки, измерить спектры случайных совпадений с окнами дифференциального дискриминатора, настроенными на все пики полного поглощения.
- 3) Построить графики результатов измерений и определить обнаруженные γ - γ -каскады.
- 4) На основании полученных результатов и с использованием литературных данных о γ -переходах в ядре ^{181}Ta (см. п. 2б), построить возможные варианты схемы уровней этого ядра.

Контрольные вопросы

1. Какие задачи ядерной физики решаются методом γ - γ -совпадений?
2. Что такое истинные, случайные и фоновые совпадения? Какие существуют методы учета случайных совпадений?
3. Каков принцип работы быстро-медленной схемы совпадений?
4. Каковы основные характеристики сцинтилляционного γ -спектрометра (эффективность, энергетическое разрешение)?
5. Какие существуют методы определения энергетических уровней ядер и схем их радиоактивного распада?

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский З.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. - М.: Физматгиз, 1959.
2. Бета-гамма спектроскопия.// Под ред. К. Зигбана – М.: Физматгиз, 1959. гл. 8.
3. Альфа- бета-гамма спектроскопия.// Под ред. К. Зигбана. - М.: Атомиздат. 1969, вып. 1, гл. 8 А, Б и вып. 3.